



TITLE:

狭帯域撮像観測によるセイファート銀河NGC4151の広がった輝線放射領域の研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

吉田, 道利

CITATION:

吉田, 道利. 狭帯域撮像観測によるセイファート銀河NGC4151の広がった輝線放射領域の研究. 京都大学, 1993, 博士(理学)

ISSUE DATE:

1993-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3091462>

RIGHT:

狭帯域撮像観測による
セイファート銀河 NGC4151 の
広がった輝線放射領域の研究

吉田 道利

本論文の主要な内容は、日本天文学会欧文報告 (Publication of Astronomical Society of Japan) に掲載が予定されている。論文題名は

A Study of the Extended Emission Line Region of the Seyfert Galaxy NGC4151
by Means of Narrow-band Imaging Observations、

著者は、

Michitoshi YOSHIDA and Hiroshi OHTANI

である。

この研究の過程において、著者は、共著者と観測を共同して行い、データ処理はすべて著者が担当した。また、観測結果に関する議論も主に著者が担当した。

さらに、京都大学理学部紀要 A 類 38 集 2 号 167 頁 - 185 頁に掲載された論文、

The 60cm Ritchey - Cretien Telescope and its Instruments
の中で著者が主として担当した CCD カメラシステムについては付録にまとめた。

目 次

概 要	4
1. 緒 論	5
1.1 活動銀河中心核 (AGN) とその統一的描像	5
1.2 広がった輝線放射領域 (EELR)	6
1.3 NGC4151	8
2. 観 測	10
3. データの整約と解析	11
3.1 データ整約	11
3.2 単色像に混入した他の輝線成分の補正	12
3.3 ブロードライン成分の補正	13
4. 結 果	14
4.1 形態	14
4.2 輝線強度	18
4.3 電子密度と電離ガス質量	21
4.4 EELRの励起状態	23
5. 議 論	31
5.1 電離カバリングファクターとHB stringの内部構造	31
5.2 非等方電離放射の証拠と中心核近傍構造	32
5.2.1 NGC4151の中心核近傍構造	32
5.2.2 他のセイファート1型銀河との比較	36
5.3 ディスクH α 放射領域 (DHERs) とEELRの関係—中心核へのガス供給路	38
6. 結 論	42
付 録	
京都大学大宇陀観測所CCDカメラシステム	44
1. ハードウェア構成	44
2. 制御ソフトウェアシステム (観測プログラム)	46
謝 辞	50
参 考 文 献	51

概要

セイファート銀河 NGC4151 の H α 、[OIII] λ 5007Å、[OII] λ 3727Å の 3 本の輝線での狭帯域撮像測光観測の結果を示す。H α の単色像からは中心核のブロードライン成分の寄与を較正し、ブロードライン領域の影響のない、空間的に広がった輝線放射領域 (Extended Emission Line Region: EELR) のみのイメージを得た。

その結果、他の著者達によって報告されていた EELR の形態的特徴は、すべて我々の単色像でも認められた。EELR の H α 、[OIII]、[OII] の強度はそれぞれ、 $6.2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $2.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $4.6 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ であった。EELR の様々な部分で、電子密度、体積フィリングファクター、電離ガス質量といった物理量を求めた。

得られた [OIII]、H α の両輝線の強度比のマップ—I([OIII])/I(H α) マップ (励起マップ)—によれば、中心核で励起度がピークになっていて、これはこれまでに他の著者達が求めた結果と異なるものであった。この違いは、私たちの結果には、ブロードラインの寄与が除去されている事による。さらに、中心核の明るい点光源の寄与を取り除いたのち、I([OIII])/I(H α) マップを作ってみたところ、高励起ガスの双極コーン状分布が発見された。電離ガスの励起状態は、コーンの内側ではセイファート中心核と同様であるが、コーンの外側ではより低励起であることがわかった。こうした双極コーン状の高励起ガスの分布から、中心核放射が双極状に非等方に放射されていることが示唆される。

中心核光の観測から推定される電離連続放射スペクトルと我々の観測から推定されるそれを比較し、議論した結果、NGC4151 のブロードライン領域は EELR の方向に対しては電離放射に関して透明であることがわかった。さらに、ブロードライン領域は軸が我々の視線方向からかなり傾いた円環状構造をしている可能性がある。もし、こうした描像が正しければ、NGC4151 の放射場の非等方性は、ブロードライン領域の構造によって形成されているのかもしれない。

1. 緒論

1.1 活動銀河中心核 (AGN) とその統一的描像

活動銀河中心核 (Active Galactic Nuclei、以下 AGN と略す) の研究は、現代天文学における最も重要なテーマのひとつである。AGN は、きわめて特殊な銀河中心核であるが、宇宙に存在する全銀河の約 1 % 程度が AGN を有していると言われている。数的には AGN はむしろまれな存在であるということが出来る。しかしながら、AGN は数光週程度の極めて小さいスケールのコンパクトな領域であるにもかかわらず、そこから銀河全体の放射量に匹敵する、或はそれより幾桁も大きいエネルギーを放出している。従って、AGN は銀河自身に重要であるばかりでなく、宇宙スケールでも非常に重要な役割を担っている。ことに、AGN の放出エネルギーの多くは X 線、 γ 線といった高エネルギー光子の形で出されているので、宇宙の高エネルギー輻射場に対する寄与は無視できないものがある。

AGN の存在がはじめて認識されたのは、1943 年の Seyfert によるセイファート銀河の発見である (Seyfert 1943)。彼は、恒星状の明るく青い中心核を持ち、巾の広い強い輝線及び様々な電離状態の輝線の混在した非常に特徴的なスペクトルを持つ、一群の銀河を発見した。このいわゆるセイファート銀河は、その後の研究により多数発見され、現在では AGN のプロトタイプと認識されている。

セイファート銀河はその光度の大半を、空間的に分解されては見えないほどのコンパクトな中心核から放射している。その中心核スペクトルの特徴からセイファート 1 型、2 型の 2 つのタイプに分類される。セイファート 1 型中心核は、連続光に、フラックスが周波数のべきに比例するような強い非熱的成分を持つ。水素のバルマー線に代表される許容輝線は、ブロードラインと呼ばれる線巾の極めて広い ($\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$) 成分を持つ。また、禁制線は線巾が比較的狭く ($\sim 10^2\text{--}3 \text{ km s}^{-1}$)、これらはブロードラインと対比させて、ナロウラインと呼ぶが、電離状態は中性のものからコロナルラインまでひろがっている。ブロードラインは、時間間隔の短い変光を示し、しばしば、中心核連続光の変光と同期して変光する。このタイムスケールから、半径 $10^{15}\text{--}16 \text{ cm}$ ($\leq 0.01 \text{ pc}$) 程度の中心核のごく近傍にある領域から放射されていると考えられている。この領域をブロードライン領域 (Broad Line Region; 以下 BLR と略す) と呼ぶ。ナロウラインは変光が観測されない。このこと及び他のいろいろの事実から、この種の輝線は、BLR より広がった、100pc スケールの領域から放射されていると考えられている。この領域をナロウライン領域 (Narrow Line Region; 以下 NLR と略す) と呼ぶ。

セイファート 2 型中心核は、1 型のようなブロードラインを持たず、許容線は禁制線と同じ巾の成分のみから成っている。つまり、輝線スペクトルはナロウラインのみからなる。また、中心核連続光に 1 型のような強い非熱的成分がなく、変光を示さない。

セイファート銀河の 1 型と 2 型の相違は、長らく論争の種になった。特に両者は本質的に同じものなのか、全く異なるポピュレーションに属するものなのかが問題になった。ところが、Antonucci and Miller (1985) の研究により、状況は一変した。彼らは、典型的なセイファート 2 型銀河のプロトタイプである、NGC1068 の中心核の偏光分光観測を行った。その結果、NGC1068 のバルマー線は強い直線偏光を示し、偏光成分で見るとバルマー線ははっきりとブロードラインであることが確認されたのである。彼らは、すくなくともある種のセイファート 2 型銀河には BLR が存在し、しかもそれが我々の視線からは隠されていること、BLR を隠している構造は厚いトーラス状であることを示唆していた。同様の観測は、Miller and Goodrich (1990) によっても行われ、彼らはさらに数個のセイファート 2 型銀河の偏光スペクトルに BLR の証拠を発見した。

こうして、いわゆる AGN の統一的描像 (Unified Scheme) が構築された (例えば、Lawrence 1987)。それによれば、セイファート 1 型と 2 型は、実は同じ内部構造を持つ、全く同じポピュレーションに属する天体であるが、その構造は球対称ではなくむしろ軸対称であり、我々が見る角度によって 1 型に見えたり、2 型に見えたりするのである。つまり、中心核のまわりに分厚い不透明なトーラスが存在し、その軸側から見ている天体は、中心核まで完全に見通しているのでセイファート 1 型に見えるが、トーラスの軸が我々の視線から大きく傾いていた場合には、トーラスによって中心核近傍の構造が覆い隠されてしまい、セイファート 2 型として観測される。覆い隠された中心核光や BLR は、トーラス内壁で反射され、かろうじて偏光した散乱光でのみ見える (図 1; Wilson 1992)。

1.2 広がった輝線放射領域 (EELR)

さて、多くのセイファート銀河には、全節で述べた BLR や NLR の他に、数キロパーセクのスケールで広がった輝線放射領域が観測されている。これらの輝線放射領域 (Extended Emission Line Region; 以下 EELR) は、輝線強度比 $I([\text{OIII}]\lambda 5007 \text{ \AA})/I(\text{H}\beta) > 3$ という比較的高い電離・励起状態にあり、この特徴は系外銀河の HII 領域とはまったく異なることを示している (例えば、Pogge 1988a,b; Wilson et al. 1985; Corbin et al. 1988 等)。Haniff et

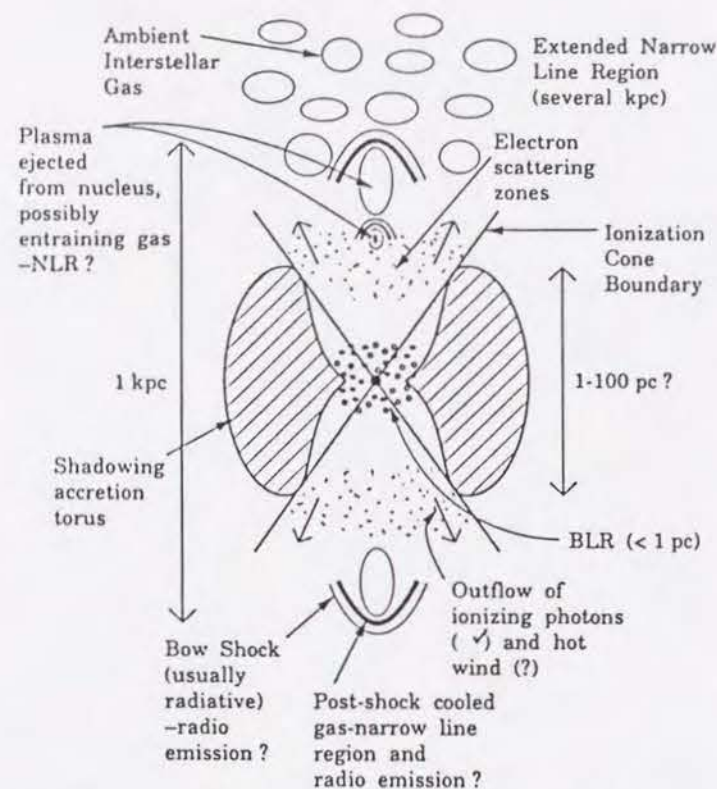


図 1. AGN の統一的描像 (Wilson 1992 より抜粋)。中心核及びその近傍の BLR の外側に分厚いトーラスが存在し、そのトーラスを見る角度によって、セイファート 1 型と 2 型が分けられるとする。トーラスは非等方な中心核輻射を作りだし、トーラスの軸方向に逃げた輻射によって EELR が形成される。

al. (1988) によれば、多くの EELR は、細長く伸びた構造を有しており、その長軸は、中心核近傍の電波構造、電波ジェット方向と相関が認められる。これらの特質から、EELR はセイファート銀河の中心核活動と密接なつながりがあることが示唆される。

EELR の一般的性質を、前述の AGN の統一的描像を関連づけて解釈するならば、EELR は、中心核まわりの厚いトーラスによって形成された非等方な中心核輻射場によって電離された領域である、といえよう (図 1 参照)。EELR の広がっている方向には、中心核輻射はほとんど遮られることなく到達していることになる。もしそうならば、EELR は中心核の情報に富んでいると考えてよいであろう。従って、EELR の研究はセイファート銀河の中心核活動を探ることにつながると考えられる。

Wilson (1992) によれば、EELR の観測は、直接中心核や BLR を観測するよりも、次の点で有利である。まず、EELR の物理は、中心核そのもの、或は BLR の物理に比べて単純である。これはおもに EELR が比較的薄いガス密度 ($N_e \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$) を持っていることに起因して

いる。このことは、EELR の物理の解釈に理論モデルによる不確定性が入りにくいことを意味しており、モデルパラメータによって解釈が激変することが少ない。次に、EELR は空間的に分解されているため、重要な物理諸量 (電子密度、電離パラメータ、運動学的量など) が直接、空間的にマッピングできる。これは、中心核や BLR が空間的に分解できず、間接的かつモデル依存性の高い方法によってしか物理諸量を得られないことと際だった対比を示す。中心核電離源からの距離は直接決まるし、EELR のそれぞれの場所での輝線は比較的狭い密度範囲のガスから放射されている。対するに、中心核の直接分光は、非常に広い密度範囲 ($10^2 \leq N_e \leq 10^7 \text{ cm}^{-3}$) にあるガスの情報を積分してしまっており、どこを見ているのかが判然としない。こうした理由から、EELR といった中心核の遙か外側の領域を詳細に調べることで、逆に中心核近傍の構造や中心核活動の本質に迫ることは、今後ますます重要になってくると思われる。

我々は、このような EELR 研究の重要性の上に立って、一つのケーススタディとして、近傍のセイファート銀河である NGC4151 の EELR の観測を行うことにした。

1.3 NGC4151

NGC4151 は最も近いセイファート銀河のひとつであり、セイファート 1 型銀河のプロトタイプとして有名である。それゆえ、この天体に関しては多くの詳しい研究がなされている。NGC4151 の EELR は、Fricke and Reinhardt (1974) による長スリット分光により、はじめてその存在が認識された。Heckman and Balick (1983) は、 $\text{H}\alpha + [\text{NII}] \lambda\lambda 6548/83 \text{ \AA}$ と $[\text{OIII}] \lambda 5007 \text{ \AA}$ の狭帯域撮像により、中心核に対し北東から南西に細長く伸びた、EELR の複雑な構造を明らかにした。後に Schulz (1988) は、南西側に伸びる構造の事を "string" と呼んだ。

さらに Schulz (1988) は、この "string" 中のいくつかのノットの $[\text{OIII}] \lambda 5007 \text{ \AA} / \text{H}\beta$ 強度比が、中心核のべき紫外光による光電離モデルと矛盾しない事を指摘した。彼はまた、"string" の運動を調べ、それが非常に穏やかであり、Bosma et al. (1977) による中性水素の速度場とよい一致を示す事を発見した。従って、彼は衝撃波による電離の可能性を排除し、"string" のガスは、中心核から非等方に放射されたべき連続光によって電離されていると結論した。

Pérez et al. (1989) や Pérez-Fournon and Wilson (1990) は、CCD を用いて $\text{H}\alpha$ と $[\text{OIII}]$ の狭帯域撮像を行い、NGC4151 の EELR の 2 次元的なガス励起度の分布を調べた。彼らの結果によると、EELR の北東側と "string" は両方とも高励起状態にある。さらに、彼らは中心核付近に EELR と垂直方向に広がった、 $\text{H}\alpha / [\text{OIII}]$ 比の低い低励起ガスのバンド構造が存在

することを示した。この構造について、Pérez et al. (1989) は EELR 方向に中心核電離輻射をコリメートしている濃いガストラスであろうという解釈を提出しているが、Pérez et al.、Pérez-Fournon and Wilson とともに、中心核のブロードな $H\alpha$ 成分の混在の結果、そのような構造が現出した可能性を指摘している。

以上のことから、NGC4151 の EELR に関しては、これまでの研究により、その構造の大筋はよく理解されてきている。しかしながら、EELR の性質とその中心核活動との関係を理解するためには、より詳しい物理構造を調べる必要がある。より多くの輝線による狭帯域撮像測光は、さらなる詳細な研究のために有用であろう。このような動機から、我々は、酸素の 3 つの異なる電離度の輝線である $[OIII]\lambda 5007\text{\AA}$ 、 $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$ 、 $[OI]\lambda 6300\text{\AA}$ 、及び $H\alpha$ の狭帯域撮像観測を NGC4151 に対して行った。

その結果、 $[OI]$ の観測は成功しなかったが、我々は他の輝線の観測から、EELR 以外の成分を注意深いデータ解析で取り除くことによって、電離ガス質量、電子密度、体積フィリングファクター、電離パラメータ等、様々な物理パラメータの 2 次元分布を EELR に対して求める事が出来た。そして、その結果から、中心核の電離輻射の非等方性と、それを生じる構造について、あるモデルを提唱する事が出来た。

なお、本論文では、Hubble 定数として $H_0 = 75\text{km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ を採用する。NGC4151 の赤方偏移は $z=0.0033$ であるので、上記の Hubble 定数を仮定すれば、NGC4151 の距離は 13.7Mpc となり、従って 1 秒角は銀河上で 67pc に相当する。

2. 観測

観測は 1988 年 5 月と 1989 年 5 月の 2 回に渡って、岡山天体物理観測所の 188cm 望遠鏡を用いて行われた。最初の観測では、観測所所有の Princeton Scientific Instruments 社製の CCD カメラを用いた。CCD 素子は RCA 社製 SID501EX 型である。RCA CCD は 1024×640 画素を持っているが、CCD の行と列方向にそれぞれ 2 画素をビニングして、実際には画素サイズ $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ の 512×320 画素 CCD として用いた。CCD の 1 画素は天球上で 0.67 秒角に相当する。 $H\alpha$ と $[OIII]\lambda 5007\text{\AA}$ の 2 つの狭帯域像はこのシステムで得た。

2 回目の観測では、京都大学所有の Photometrics 社製 CCD カメラ (Ohtani et al. 1992) を観測所に持込み、望遠鏡に取り付けて行った。このカメラは、Thomson 社製 7882CDA 型 CCD を装備しており、さらに紫外域で感度をもたせるための特殊コーティング (Metachrome II) が施してあり、 $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$ の観測に用いた。この CCD は画素サイズ $23\mu\text{m}$ で、 576×384 画素を有しており、1 画素は天球上で 0.51 秒角に当たる。この時の観測では $[OI]\lambda 6300\text{\AA}$ の観測も試みたが、精度の良いフラットフィールドを取得するのに失敗したため、この研究ではそのデータを用いないことにする。

これらの狭帯域撮像では、我々は良い輝線測光精度を達成するため、矩形に近い波長透過特性を持つ干渉フィルターを用意した。これらのフィルターは、それぞれの中心波長を NGC4151 の赤方偏移 (990km s^{-1}) に合わせてあり、数 100km s^{-1} の輝線速度巾を十分カバーするようなバンド巾を持っている。輝線像から連続光の成分を取り去り、純粋な輝線像を得るため、輝線の寄与のない連続光の波長に合わせたフィルターも用意し、それらのフィルターを用いた像も取得した。

観測の記録は表 1 に示す。絶対測光をするため、銀河の露出と前後して、分光測光用標準星 HZ44 (Oke 1974) のデータも取得した。観測夜はすべて測光夜であり、典型的なシーイングは 2 秒角若しくはそれ以下であった。

表 1. 観測記録

Band	Date	λ_0	$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}$	Exposure	CCD
H α + [NII]	1988 May 16	6589Å	54Å	600s × 2	RCA
continuum	1988 May 16	6090Å	94Å	300s × 2	RCA
[OIII]λ5007Å	1988 May 17	5035Å	102Å	300s + 600s × 2	RCA
continuum	1988 May 17	5665Å	60Å	600s × 2	RCA
[OII]λ3727Å	1989 May 2	3745Å	45Å	1800s × 3	Thomson
continuum	1989 May 2	4010Å	120Å	1200s × 2	Thomson

3. データの整約と解析

3.1 データ整約

観測データ整約の初期の段階では、国立天文台天文学データ解析センターの FACOM M790 上で、天体画像処理システム SPIRAL (Ichikawa et al 1987; Okamura 1988) を用いた。しかし、その後のほとんどのデータ処理は京都大学宇宙物理学教室の SUN ワークステーション上で、米国立光学天文台から供給されている画像処理システム IRAF を用いて行った。

データ処理の流れは以下になる。

それぞれの CCD データからバイアスと暗電流成分を差し引いた後、各フィルター毎にトワイライトスカイを撮ったフラットフィールドフレームで割った。RCA CCD は薄型背面照射タイプの CCD なので、それで撮ったイメージには薄いシリコン層で生じる干渉縞が写る。我々のデータの場合には、ピーク間で約 10 % 程度の強さを持つ干渉縞が認められた。この干渉縞の再現性は極めて良く、上記のフラットフィールドリングの手続きではほぼ完全に取り除けた。Thomson CCD は、厚型表面照射タイプであるので、RCA CCD で生じたような干渉縞はでなかった。

CCD を用いて長時間露出をした場合、高エネルギーの放射線が CCD 表面に入射し、それによって、異常にカウントの高い箇所が CCD 上に生じる。こうした異常な高カウントの箇所のことを一般に宇宙線イベント (Cosmic ray events) と呼んでいるが、それらは画像の目視により取り除いた。

今回の観測では、一枚のフィルターに対して複数のイメージを取得しているが、データの S/N を向上させるため、これらのイメージは重ね合わせをした。このとき、それぞれのイメージに写っているフィールド星を用いてイメージ同士の位置合わせをした。重ね合わせ後の輝線単色像と連続光イメージは、さらに位置合わせをした後、銀河のディスク部分の輝度が同じになるようにお互いの強度のスケールリングを行った。スケールリング後の輝線単色像から、対応する連続光イメージを引き、連続光の寄与のない、純粋な輝線単色像を得た。

上の画像の輝度のスケールを、次の手続きにより、絶対的な値に校正した。まず、分光測光標準星のデータを用いて大気吸収を補正し、各輝線単色像の絶対光度への変換をした。次に、我々の銀河による吸収と NGC4151 自身の内部吸収の補正を、赤化量 $E(B-V)=0.05\text{mag}$ (Penston et al. 1981) を仮定し、Miller and Mathews (1972) によってパラメータ化された Whitford の赤化曲線を用いて行った。

3.2 単色像に混入した他の輝線成分の補正

[OIII]λ5007Å 用に今回用いたフィルターのバンド幅内には、[OIII]λ4959Å が一部混入しているため、[OIII] 単色像からはその寄与を補正しておかななくてはならない。この 2 つの輝線はともに同じ励起レベルから、わずかにエネルギーの異なるレベルへの遷移線であるので、その強度比はそれぞれの遷移確率の比に等しい。フィルターの波長透過曲線と、2 つの輝線 [OIII]λ5007Å: [OIII]λ4959Å の遷移確率の比 = 3 : 1 から、[OIII]λ4959Å の寄与を推定し、観測された単色像を補正して、[OIII]λ5007Å だけの表面輝度分布を得た。

この補正手続きには、[OIII] 輝線プロファイルの空間分布が必要である。これには、中心核から 6" 北東、10" 南西の間の領域は、Schulz (1990) によって得られた [OIII] 輝線プロファイルのデータを用い、それより外側の領域に対しては、輝線はデルタ関数的プロファイルをもつものとした。そうすると、我々の [OIII] 単色像に対する [OIII]λ4959Å の寄与は空間的にほとんど一定であり、EELR 全体にわたって $17 \pm 5\%$ であることがわかった。したがって、この寄与を差し引きして、[OIII]λ5007Å 輝線のみの輝度分布とした。

一方、H α フィルターで得た単色像には、[NII]λλ6548/83Å の寄与がある。Boksenberg et al. (1976) は、直径 10" のアパーチャーで NGC4151 の中心核の分光測光を行い、H α のナローライン成分の [NII] に対する強度比が 1.6 であることを見いだした。この値と我々のフィルターの波長透過曲線から求めた、中心核から半径 5" 以内の [NII] の寄与は 30 % であった。

EELR のより外側の領域では、Schulz (1988) の結果 ($I(\text{H}\alpha)/I([\text{NII}]) = 2.0$) から、 $[\text{NII}]$ の寄与を 25 % と推定した。 $I(\text{H}\alpha)/I([\text{NII}])$ 強度比の空間分布は完全には得られていないので、以上の結果はいくらかの不定性を残している。しかし、たとえ、 $I(\text{H}\alpha)/I([\text{NII}])$ 強度比が 2 倍程度変化していても、結果の $\text{H}\alpha$ 光度はたかだか 10 % 変わるだけである。

3.3 ブロードライン成分の補正

NGC4151 はセイファート 1 型であり、中心核のバルマー線には強いブロードライン成分が存在し、我々の $\text{H}\alpha$ 単色像も中心核付近はブロードライン成分の影響がかなりあると思われる。EELR の構造を調べるためには、 $\text{H}\alpha$ 単色像から、このブロードライン成分の寄与を補正しなければならない。中心核付近での $\text{H}\alpha$ ブロードライン成分の寄与を見積もるため、Osterbrock and Koski (1976) の結果から $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$ の $\text{H}\alpha$ 狭線成分に対する強度比を 3.74 と仮定し、中心核を中心とする直径 $2''$ (およそシーイングサイズ) の円領域で、観測された $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$ 強度と $\text{H}\alpha$ 強度の比較を行った。その結果、我々の $\text{H}\alpha$ 単色像において、中心核の $\text{H}\alpha$ フラックスの約 40 % がブロードライン成分の寄与によるものである事が分かった。

ブロードライン成分は、空間的に分離できない中心核の点光源から放射されているので、我々の $\text{H}\alpha$ 単色像におけるブロードライン成分の空間的広がり、ポイント・スプレッド・ファンクション (PSF) と等しいとしてよい。よって、 $\text{H}\alpha$ 単色像からブロードライン成分の影響を取り除くため、同じフレーム中に写っている星の像から (PSF) を求め、その PSF の総強度が推定された $\text{H}\alpha$ ブロードライン成分の強度と等しくなるようにスケーリングを行って、 $\text{H}\alpha$ 単色像の中心核からスケーリングされた PSF を差し引いた。

4. 結果

4.1 形態

中心の 30 秒角四方の $\text{H}\alpha$ 、 $[\text{OIII}]$ 、 $[\text{OII}]$ 各単色像を図 2a から図 2c に示す。 $\text{H}\alpha$ と $[\text{OIII}]$ の単色像は既に Heckman and Balick (1983)、Pérez 達 (1989)、Pérez-Fournon and Wilson (1990) 等によって得られている。以下で、我々の結果をこれら既存の結果と比較する。

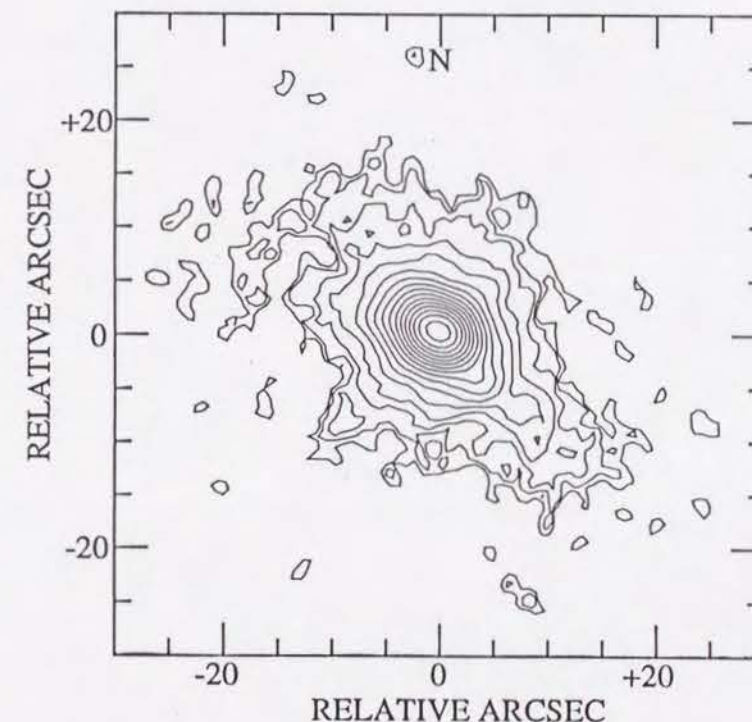


図 2a. NGC4151 の $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/83\text{\AA}$ 単色像。連続光を差し引いた輝線単色像を等高線表示したもの。図の上が北で、左が東。銀河の中心核は図の中心、座標 (0, 0) にある。等高線は 0.5 等級毎に引いてある。最も低い等高線は、表面輝度 $1.62 \times 10^{-16} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{arcsec}^{-2}$ 。この図において、 $[\text{NII}]$ の寄与は 30 % 以下である。

Heckman and Balick (1983) は、彼らの得た $[\text{OIII}]$ 単色像に基づいて、NGC4151 の EELR の主な特徴を次のようにまとめている。彼らの単色像によれば、NGC4151 の EELR は中心核近傍の明るい楕円状部分と、南西方向に延びた細長い部分からなる。彼らは、中心核の

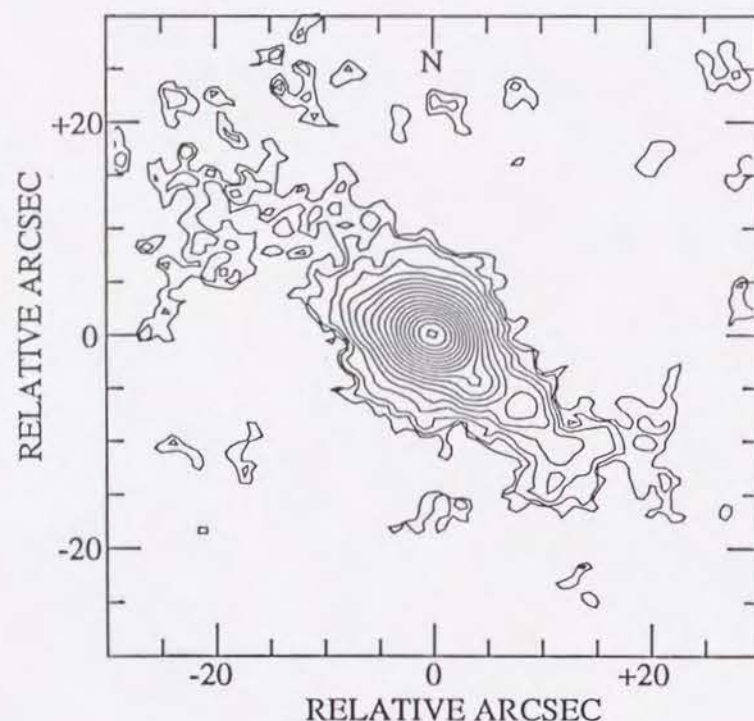


図 2b. [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ 単色像。図の向き、スケールなどは図 2a と同じ。最も低い等高線は、表面輝度 $4.09 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ 。

周りに広がるもっとも明るい 5 秒角 \times 3 秒角の領域を、“crown”と呼んだ。中心核から南西方向 (P.A.=228°) に細長くのびた部分は、いくつかの明るいノットが、中心核から 20 秒角 ($\approx 1.5 \text{ kpc}$) あたりまではほとんど直線上に並んだような構造をしていた。Schulz (1988) は、後にこの特徴的な構造を、“string”と呼んだ。この論文では、この細長い構造を、以降“HB string”と呼ぶことにする。さらに、これらの構造の他に、P.A.=75°、中心核から 5 秒角離れたところに突起があり、また、中心核の北東にうすく広がったハロのような構造が認められる。このハロは、少なくとも中心核から 10 秒角まで広がっている。

上記の特徴は、すべて我々の [OIII] 単色像 (図 2b) でも認められる。図 2b にエッジ強調処理 (ラブラシアンフィルタ処理) を施した図 (図 2d) では、さらに構造が明瞭になっている。Heckman and Balick (1983) は、HB string が、中心核から 8″、11″、16″、18″の距離にある 4 つのノットからなることを見いだしたが、図 2d によれば、もっとも中心核に近いノットは中心核から 6″の距離にある。さらに、図 2d によれば、18″のところにあるノットは、単一の塊ではなく、3 つ或いはそれ以上の小さなノットが HB string と垂直方向に並んだものであることが分かる。そして、P.A.=135°に弱いノットあるいは突起がある。これらの特徴は、

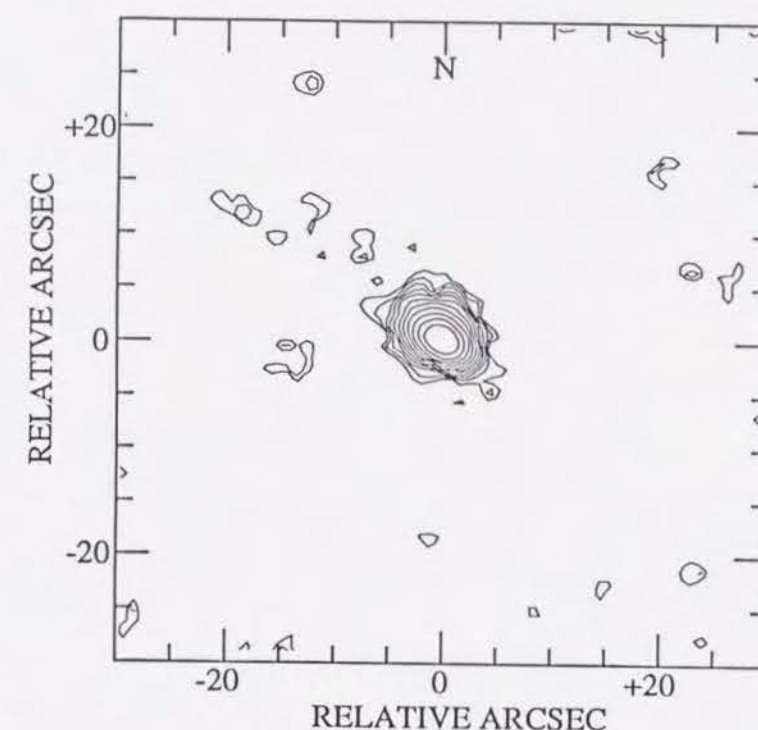


図 2c. [OII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$ 単色像。最も低い等高線は、表面輝度 $9.08 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ arcsec}^{-2}$ 。

Pérez-Fournon and Wilson (1990) により、我々の観測より高空間分解能で撮られた [OIII] 単色像で認められたものである。

図 2a は、Heckman and Balick (1983) による $\text{H}\alpha$ 単色像よりもずっと深い $\text{H}\alpha$ 単色像である。 $\text{H}\alpha$ 放射領域は、[OIII] 放射領域と全体的に似た形態を示すが、[OIII] 放射領域に比べてより広がっている。広がった低電離ガスが、[OIII] 単色像で見られるような高電離ガスを取り囲んでいるのかもしれない。 $\text{H}\alpha$ 輝線放射領域は、HB string に対して中心核の反対側に、[OIII] 放射領域よりも広がっており、Pérez-Fournon and Wilson (1990) によって指摘されたシェル状の構造が見える。このシェル状構造は、中心核の 17″東北にあり、中心核に対し広がりが 60°の弧を張っている。

[OII] 放射領域は [OIII] や $\text{H}\alpha$ よりもずっと暗く、広がりも小さい (図 2c)。中心核周りの crown が主たる構造であり、P.A.=75°の突起構造がはっきり見える。それに対し、[OII] 単色像では、HB string はほとんど認められず、かろうじて中心核にもっとも近いノット (6″南西) が見える。この結果から、HB string のノットは高い励起状態にあるガスからなることが示唆される。

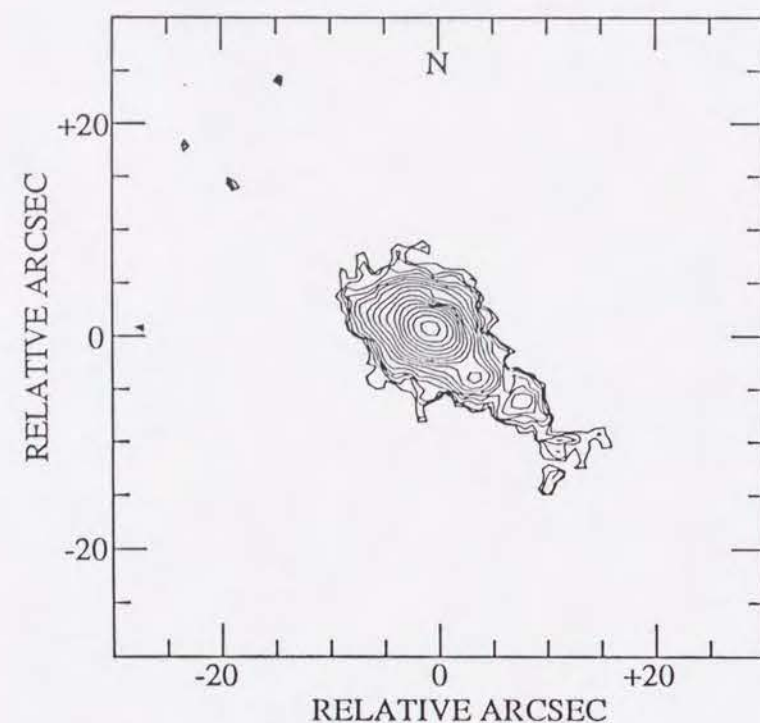


図 2d. ラプラシアンフィルタ処理 (エッジ強調処理) を行った [OIII] 単色像。図 2b に比べ、EELR の構造がよりはっきり分かる。

図 3 は、図 2 よりも広い範囲の $H\alpha$ 単色像である。前述したような中心核近傍の EELR の他に、いくつかの明るいガス塊が中心核からはるかに離れたところにある。これらは、銀河のディスク中に位置している。図の東南と西北隅にある 2 つのもっとも大きなガス塊は、それぞれ、銀河ディスクの棒状構造 (Simkin 1975) の両端に存在する。3 番目に大きなガス塊は、棒状構造の西北端と中央の EELR の間にある。より小さいいくつかの塊は棒状構造の北側のエッジに分布している。

[OIII] 単色像では、これらの $H\alpha$ で見えるガス塊のうち、もっとも明るいものがかろうじて検出できるだけである。この事は、これらのガス塊が低電離であることを示しており、これらが HII 領域である、という Arp(1977) の結論を支持するものである。従って、これら銀河ディスク中に分布するガス塊は、中心核近傍の EELR とは異なる起源を持つ事が明かであり、我々はこれらをディスク $H\alpha$ 放射領域 (Disk $H\alpha$ Emission Region: DHER) と呼ぶことにする。図 3 で示した通り、これらのガス塊は、Schulz (1985) によって同定された、“G1”、“G2”、“G3”、“G4” に相当する。“G5” は、Schulz (1985) は同定しておらず、我々の観測により新たに検出された領域である。

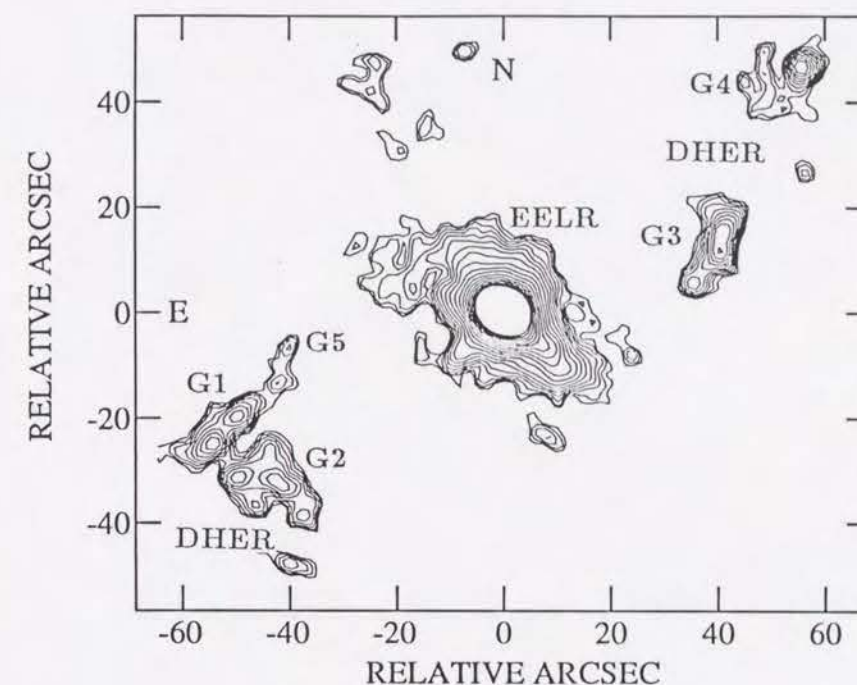


図 3. 図 2a よりも広い範囲で示した NGC4151 の $H\alpha$ 単色像。図の表示範囲は、東西に $130''$ 、南北に $110''$ 。図の上が北で、左が東。この図は、銀河の星による棒状構造 (P.A. $\approx 130^\circ$) のほとんどすべてをカバーしている。中心核周辺の広がった輝線放射領域と、銀河ディスク中の $H\alpha$ 放射領域がそれぞれ、EELR、DHER として示されている。“G1”、“G2”、“G3” 及び “G4” は Schulz (1985) によって同定されている $H\alpha$ 放射領域である。“G5” は本研究によって新たに検出された領域である。

4.2 輝線強度

前述した形態学的特徴から、EELR の比較的明るい部分を図 4 に示すような 10 個の小領域 (R1 - R10) に分け、各領域毎に輝線の表面測光を行った。これらのすべての領域は、解析を容易にするため、長方形にとった。Heckman and Balick (1983) の crown と、北東 (P.A. $= 75^\circ$) 側突起は、それぞれ R8 と R7 に相当する。crown は、はっきりした境界を持たないため、R8、R9、R10 の 3 つのアーチャーで測光した。R10 は、R7、R9 も含めた EELR の中央部分をほとんどカバーしている。中心核から、 $6''$ 、 $11''$ 、 $16''$ 、 $18''$ のところにあるノットは、それぞれ、R6、R5、R4+R1、R3+R2 に相当する。EELR 全面の輝線強度の測

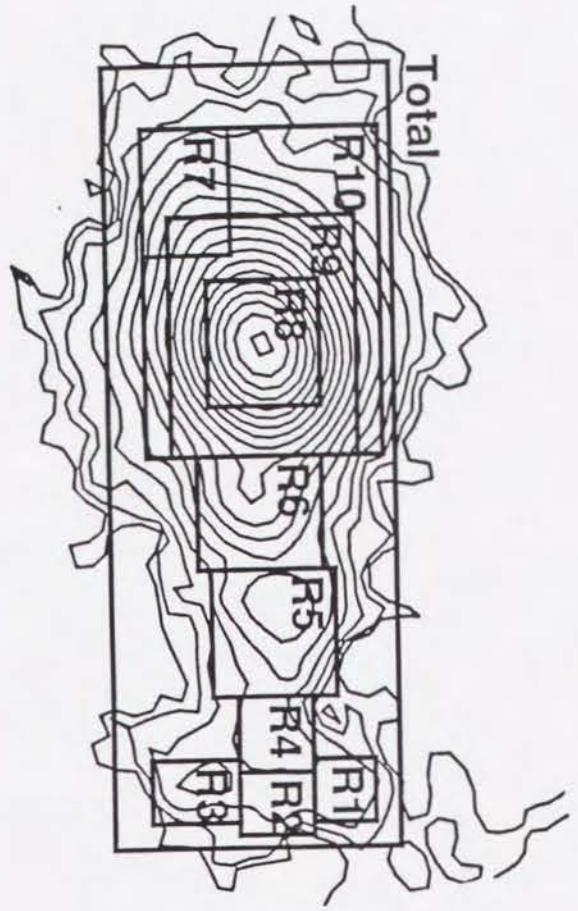


図 4. 表面測光を行った領域。等高線マップは図 2b と同じものであるが、向きを変えてある。表 2a 及び 2b の "Total" と題された行の値は、この図の最も外側の長方形領域の中をすべて積分したものである。

光は、図 4 のもっとも外側の長方形領域内で行った。

表 2 の第 2 欄、第 3 欄に、それぞれの領域の中心核からの角距離、角サイズを示した。表 2 の他の欄には、観測した 3 つの輝線のフラックスと光度を各領域毎に示してある。ここで、 $H\alpha$ フラックスは、前章で述べたとおり、 $[NII]$ の寄与と BLR の寄与を補正してある。表の最下行には、EELR の総フラックスと総光度を示した。

$H\alpha$ 、 $[OIII]$ 、 $[OII]$ の総光度は、それぞれ、 $6.2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $2.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $4.6 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ であった。総強度のほとんど $H\alpha$ の 70 %、 $[OIII]$ 、 $[OII]$ の 80 % 以上は R8 (crown) から放射されている。R1-R6 (HB string) の総光度は、 $H\alpha$ で $2.1 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ 、 $[OIII]$ で $7.1 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ であった。

これらの結果を、これまでの研究結果と比較してみよう。de Bruyn and Sargent (1978) の分光測光データを用いて、Yee (1980) は $9''$ のアパーチャ (これは、本研究における R9 に相当する) で NGC4151 中心核の $[OIII]\lambda 4959 + \lambda 5007$ 光度と $[OII]\lambda 3727$ 光度を導き出している。彼の結果を、Hubble 定数 $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ に換算すると、それぞれ、

表 2a. 広がった輝線放射領域の輝線フラックスと光度

region	distance (arcsec)	size (arcsec \times arcsec)	$H\alpha$		$[OIII]\lambda 5007$		$[OII]\lambda 3727$	
			flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	luminosity (erg s^{-1})	flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	luminosity (erg s^{-1})	size ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	luminosity (erg s^{-1})
R 1	17	2.4×1.9	1.9×10^{-15}	3.9×10^{37}	9.8×10^{-15}	2.1×10^{38}	$< 2.0 \times 10^{-15}$	$< 4.3 \times 10^{37}$
R 2	17	1.9×2.4	3.1×10^{-15}	6.6×10^{37}	1.0×10^{-14}	2.2×10^{38}	$< 3.1 \times 10^{-15}$	$< 6.6 \times 10^{37}$
R 3	17	1.9×2.8	3.2×10^{-15}	6.8×10^{37}	1.2×10^{-14}	2.6×10^{38}	$< 5.9 \times 10^{-15}$	$< 1.3 \times 10^{38}$
R 4	15	2.8×2.4	5.9×10^{-15}	1.2×10^{38}	2.0×10^{-14}	4.2×10^{38}	$< 4.9 \times 10^{-15}$	$< 1.0 \times 10^{38}$
R 5	11	4.3×4.3	2.3×10^{-14}	4.9×10^{38}	8.0×10^{-14}	1.7×10^{39}	$< 2.3 \times 10^{-14}$	$< 4.9 \times 10^{38}$
R 6	6.3	3.9×4.3	6.1×10^{-14}	1.3×10^{39}	2.1×10^{-13}	4.3×10^{39}	3.2×10^{-14}	6.8×10^{38}
R 7	6.4	4.3×2.8	3.6×10^{-14}	7.6×10^{38}	1.1×10^{-13}	2.4×10^{39}	2.5×10^{-14}	5.3×10^{38}
R 8	0	4.3×3.9	2.2×10^{-12}	4.6×10^{40}	9.1×10^{-12}	1.9×10^{41}	1.7×10^{-12}	3.6×10^{40}
R 9	0	8.8×6.9	2.7×10^{-12}	5.7×10^{40}	1.1×10^{-11}	2.3×10^{41}	2.1×10^{-12}	4.4×10^{40}
R 10	0	12×8.8	2.8×10^{-12}	5.9×10^{40}	1.1×10^{-11}	2.3×10^{41}	2.1×10^{-12}	4.5×10^{40}
Total	-	28×10	3.0×10^{-12}	6.2×10^{40}	1.1×10^{-11}	2.4×10^{41}	2.2×10^{-12}	4.6×10^{40}

$2.7 \times 10^{41} \text{erg s}^{-1}$ 、 $3.6 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}$ である。我々の結果は、Yee (1980) の結果とよく一致している。Pérez-Fournon and Wilson (1990) は、中心核から南西に $3'' \sim 25''$ の領域の輝線光度を推算している。この部分は、本研究における R1-R6 に相当する。彼らの結果によれば、この部分の $\text{H}\alpha$ 、 $[\text{OIII}]$ 光度はそれぞれ、 $2.5 \times 10^{39} \text{erg s}^{-1}$ 、 $1.0 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}$ である。我々の結果は、Pérez-Fournon and Wilson (1990) の結果とも非常に良く合っている。

表 2b. 広がった輝線放射領域の物理諸量

region	distance (pc)	size (pc \times pc)	Ne(rms) (cm^{-3})	Ne(local) (cm^{-3})	f_v	mass (M_\odot)	f_c
R 1	1150	160 \times 130	1.9	100	3.6×10^{-4}	1.3×10^3	0.09 (± 0.03)
R 2	1160	130 \times 160	2.4	100	5.8×10^{-4}	2.1×10^3	0.13 (± 0.04)
R 3	1150	130 \times 190	2.2	100	4.8×10^{-4}	2.3×10^3	0.09 (± 0.03)
R 4	1000	190 \times 160	2.5	100	6.3×10^{-4}	4.0×10^3	0.13 (± 0.05)
R 5	720	290 \times 290	2.3	100	5.3×10^{-4}	1.5×10^4	0.12 (± 0.04)
R 6	420	260 \times 290	4.1	300	1.9×10^{-4}	1.4×10^4	0.13 (± 0.04)
R 7	430	290 \times 190	4.0	300	1.8×10^{-4}	8.3×10^3	0.11 (± 0.03)
R 8	0	290 \times 260	24	10^3	6.0×10^{-4}	1.5×10^5	—
R 9	0	590 \times 460	11	—	6.0×10^{-4}	4.3×10^5	—
R 10	0	810 \times 590	7.0	—	6.0×10^{-4}	6.7×10^5	—
Total	—	1900 \times 680	—	—	—	7.2×10^5	—

4.3 電子密度と電離ガス質量

観測された輝線強度から、NGC4151 の EELR の様々な部分における電子密度と、電離ガス質量を推算する。

電子密度は以下のような手続きで導出できる。もし、 $\text{H}\alpha$ 輝線が電離水素の再結合でのみ出されるとすれば、半径 r の電離ガス球からの $\text{H}\alpha$ 光度は、次の式によって計算される。

$$L_{\text{H}\alpha} = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot h\nu \cdot \alpha \cdot Ne \cdot Np, \quad (1)$$

ここで、 α は光子生成係数 (photon production coefficient: Spitzer 1974)、 Ne 、 Np はそれぞれ電子密度と陽子密度である。電子温度を 10^4K とし、Case B 再結合を仮定すれば、 α は $8.7 \times 10^{-14} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ となる (Osterbrock 1989)。第一近似として、完全電離の水素のみからなるガスを仮定すれば、 $Ne = Np$ なので、式 (1)) より電子密度 Ne は次の式で計算される。

$$Ne(rms) = 1.6 \times \left(\frac{d}{100 \text{pc}} \right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{L_{\text{H}\alpha}}{10^{37} \text{erg s}^{-1}} \right)^{\frac{1}{2}} (\text{cm}^{-3}), \quad (2)$$

ここで、 d はガスノットの直径である。式 (2) で求められる電子密度は、ガス球のすべての体積にわたっての 2 乗平均値であるので、この式で求められる電子密度に rms という記号を付加した。EELR の各部分に式 (2) を適用した結果、crown での 2 乗平均電子密度は 25cm^{-3} であったが、HB string の各ノットでは $2\text{--}5 \text{cm}^{-3}$ であった (表 2b を参照)。

2 乗平均電子密度は、禁制線の強度比から求められる局所電子密度と比較する必要がある。局所電子密度は Schulz (1988) によって $[\text{SII}]$ 輝線強度比から求められている。彼の結果によれば、中心核から $1'' \sim 4''$ の領域 (R8) では 10^3cm^{-3} 、 $6''$ の所 (R6) で 300cm^{-3} 、 $8''$ の所で 100cm^{-3} であった。Schulz (1988) は $8''$ 以上離れた領域で局所電子密度を求めていないが、我々は、 100cm^{-3} を R6 より外側の領域の値だと仮定した。この値はおそらく R6 より外側の領域における上限値であろうと思われる。

これら局所電子密度の値は、上で求めた 2 乗平均値よりもかなり大きい。このことは電離ガス密度が EELR の各部分で非常に非一様分布になっていることを示している。電離ガス領域の内部構造の非一様性は、次の式によって定義される、体積フィリングファクター (filling factor) f_v で表現される。

$$Ne(rms) = f_v^{\frac{1}{2}} \cdot Ne(local). \quad (3)$$

表 2b に示した通り、HB string の体積フィリングファクターは $f_v \approx 1 - 6 \times 10^{-4}$ であった。我々の銀河系内の典型的な HII 領域のフィリングファクターは、 $10^{-1} - 10^{-2}$ のオーダーである (例えば、Osterbrock 1989)。従って、NGC4151 の EELR の内部構造は、我々の銀河系における HII 領域よりも、よりフィラメント状構造が発達しているか、或いはもっと細かいガス凝集体に分裂していることが示唆される。

各ノットのサイズ (式 (2) 中の d の値) はシーイングによる像の広がりを見無視して、観測された像から求めたため、実際には d は計算に用いた値より小さいであろう。従って、ここで求めた f_v は下限値を与える。シーイングサイズは典型的に $2''$ 或いはそれより良かった。これは最も小さ

いノット; R1-R4 のサイズと同等である。従って、これらのノットの実際のサイズは得られた値より $2^{1/2}$ 倍小さい可能性がある。しかしながら、2 乗平均密度はノットサイズ d の $-3/2$ 乗に比例するため、 d が $2^{1/2}$ 分の 1 になっても、計算される電子密度は表 2b の値より高々 2.8 倍になるだけである。この程度 Ne の値の変更に対して、 f_v の値や後の議論はほとんど影響を受けない。

電離水素ガスの質量は次の式で与えられる:

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot f_v^{1/2} \cdot Ne(rms) \cdot m_H$$

$$\approx 1.2 \times 10^2 \cdot \left(\frac{d}{100 \text{ pc}} \right)^3 \cdot \left(\frac{f_v}{10^{-4}} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{Ne(rms)}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) (M_\odot). \quad (4)$$

EELR の各部分の電離水素ガス質量は表 2b にまとめた。EELR の総電離ガス質量は $7.2 \times 10^5 M_\odot$ であった。crown (R8) の質量は、 $1.5 \times 10^5 M_\odot$ であった。HB string では、サイズがほぼ 150pc である小さなノット (R1-R4) はおよそ $3 \times 10^3 M_\odot$ 、一方、サイズが 300pc 程度の大きなノット (R5 と R6) は $1.5 \times 10^4 M_\odot$ 程度の質量を持っている。

4.4 EELR の励起状態

表 2a に示した輝線強度から、EELR の 9 つの領域 (R1-R9) に対して輝線強度比を計算した。結果を、横軸が $I([\text{OII}]\lambda 3727)/I([\text{OIII}]\lambda 5007)$ 比、縦軸が $I([\text{OIII}]\lambda 5007)/I(\text{H}\beta)$ 比の、いわゆる BPT ダイアグラム (Baldwin et al. 1981) としてプロットした (図 5a)。ここで、 $\text{H}\beta$ 強度は、 $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)=2.87$ (Case B、電子温度 10000K) 及び赤化 $E(B-V)=0.05$ (Penston et al. 1981) を仮定して、観測された $\text{H}\alpha$ 強度から求めた。

NGC4151 の中心核領域のほとんどの輝線光度は crown (R8 と R9) から放射されているので、その輝線強度比はセイファート中心核の領域にくる。その他の領域では、 $[\text{OII}]$ 強度が確実に測定できたのは、R6 と R7 だけであった。これらの領域はいずれも中心核から 6" 離れた位置にあるにもかかわらず、その励起状態はやはりセイファート的である。HB string の他の部分では、 $[\text{OII}]$ 強度はきわめて弱く、表 2a に見られるようにフラックスの上限値のみが得られた。したがって、図 5a からだけでは、それらの領域が惑星状星雲的な励起状態を示す可能性は否定できないが、HB string の外側の領域は中心核からはるかに離れた領域であるにも関わらず、セイファート的な励起状態にあると考えられる。

よく知られているように、セイファート的な励起状態は、べき連続光 (周波数当りのフラックスが周波数のべきに比例するようなスペクトルを示す連続光: $f_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) による光電離でよく説明

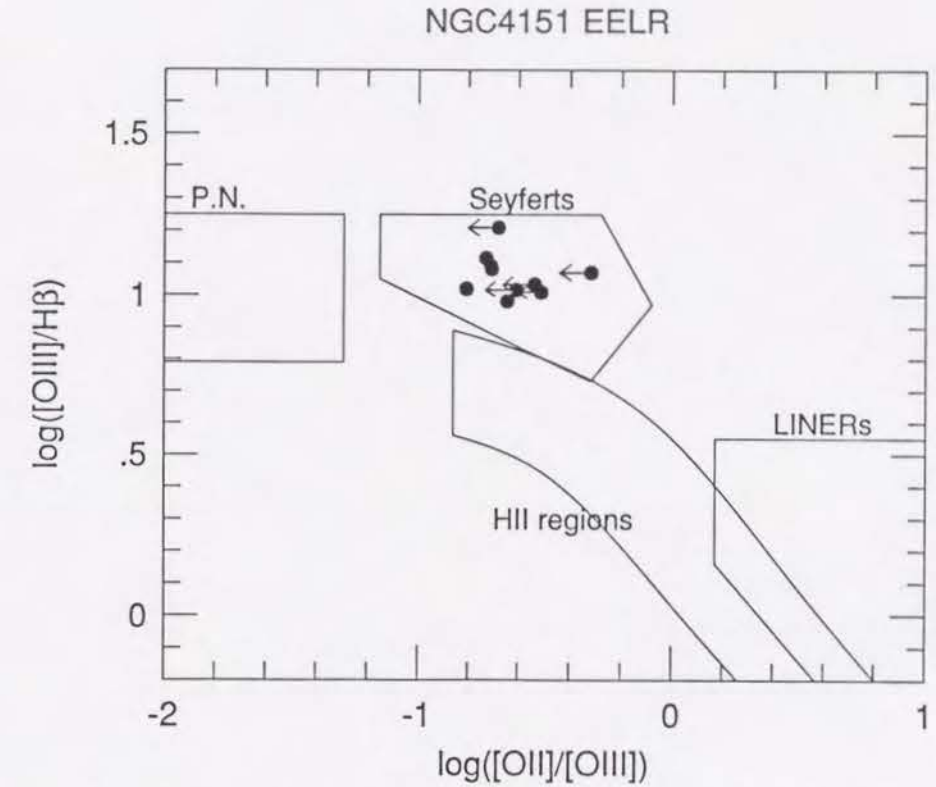


図 5a. NGC4151 の EELR の BPT ダイアグラム (Baldwin et al. 1981)。

図 4 で定義されている R1 から R9 までの値がプロットされている。この図で $\text{H}\beta$ 強度は観測された $\text{H}\alpha$ 強度から、 $\text{H}\alpha/\text{H}\beta=2.85$ (電子温度 10000K における Case B 再結合の値) を仮定して計算している。

される。図 5b は、図 5a と同じ図で、Ferland and Netzer (1983) によるべき連続光による光電離モデルのモデル曲線を示してある。図 5b 中の 3 本のモデル曲線は、それぞれ異なる金属量に対するモデルを示している。モデル曲線中のチェックマークは、次の式で定義される電離パラメータ U の値を示す。

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi \cdot R^2 \cdot c \cdot Ne}, \quad (5)$$

ここで、我々は単位時間当たり $Q(H)$ の電離光子を等方的に放出している点光源から、 R 離れた位置にある電離ガス雲を考えている。 c と Ne はそれぞれ光速と電子密度である。電離パラメータ U は、電離源から距離 R の場所における電離光子数密度の、そこでの粒子の数密度に対する比を表している。

図 5b より、crown のみならず HB string の他のノットも、大体 Ferland and Netzer の金属量が太陽の 0.3 倍のモデルでよく説明され、 U は $2-3 \times 10^{-3}$ であることがわかる。この結

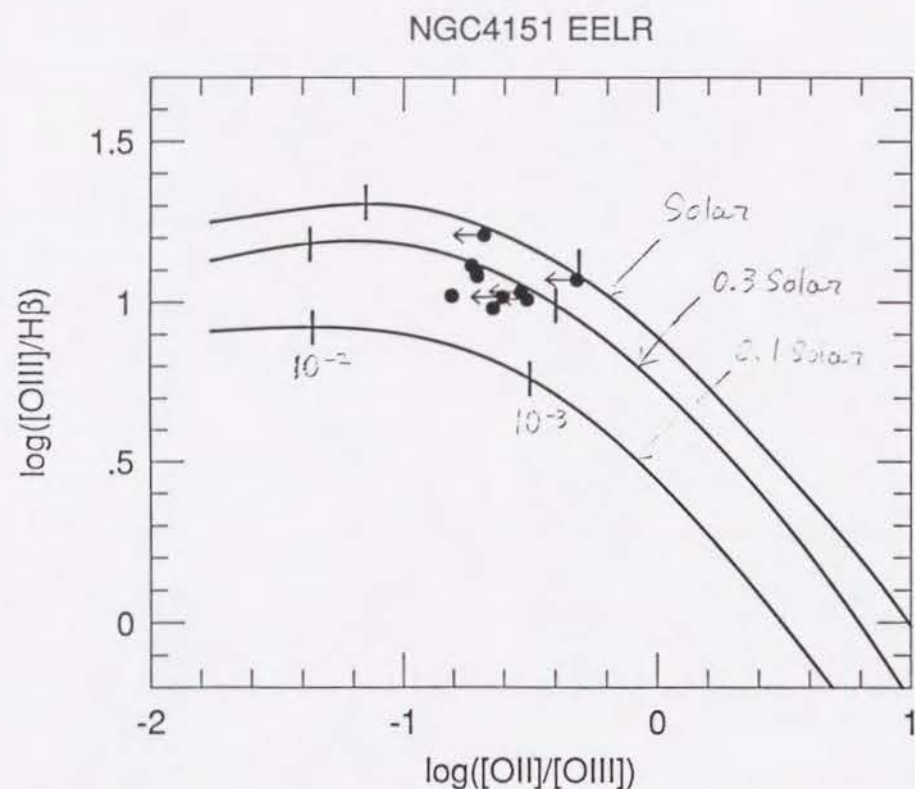


図 5b. 図 5a と同じ図上に Ferland and Netzer (1983) のべき連続光による光子電離モデルのモデル曲線をプロットした。図上の 3 本の曲線は、異なる金属量に対するモデルを示す。電離パラメータ U の値が各曲線上のチェックマークで示されている。この値は、曲線の右下から左上にかけてなめらかに増加する。

果は、Schulz (1988) や Penston et al. (1990) のスリット分光から示唆される結果と良い一致を示す。

NGC4151 の EELR のガス励起状態の 2 次元分布は、Pérez et al. (1989) や Pérez-Fournon and Wilson (1990) によって調べられた。彼らは、 $I([\text{OIII}])/I(\text{H}\alpha)$ 輝線強度比マップを励起状態分布のトレーサーとした。彼らの $I([\text{OIII}])/I(\text{H}\alpha)$ マップ (励起マップ) によれば、中心核領域は見かけ上、低励起状態を示している。彼らはともに、この見かけ上の低励起はブロード $\text{H}\alpha$ 成分の寄与によるのではないかと議論をしている。Pérez et al. (1989) はさらに、この低励起領域が、EELR 方向に電離輻射をコリメートしているトーラス構造の直接的証拠である可能性を指摘している。

我々は、我々の得た単色像から、これらの研究と同様の励起マップ ($I([\text{OIII}])/I(\text{H}\alpha)$ マップ) を作った。それを図 6a と 6b に示す。図 6b においては、 $[\text{OIII}]$ の S/N 比が 3 以上の領域のみ等高線を引いてあり、S/N の悪い外側の領域は図に示していない。励起マップの全体的な

形態は図 2b に示した $[\text{OIII}]$ 単色像とよく似ているが、 $[\text{OIII}]$ 単色像では見られないいくつかの注目すべき特徴が見られる。

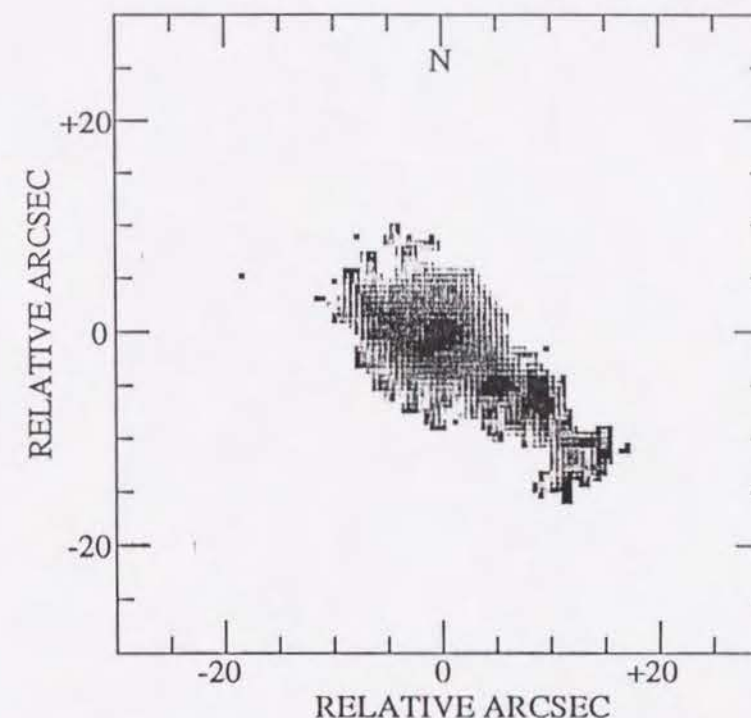


図 6a. $I([\text{OIII}])/I(\text{H}\alpha)$ 輝線強度比マップの濃淡表示。図の上が北、左が東。濃いほど $I([\text{OIII}])/I(\text{H}\alpha)$ 比が大きく、高励起である。

まず、励起マップでは中心核に強い励起のピークがあることがわかる。上述したように、Pérez et al. (1989) や Pérez-Fournon and Wilson (1990) 等の励起マップでは、中心核はむしろ低励起となっており、我々の結果と大きく異なる。我々の励起マップと彼らのマップの違いは $\text{H}\alpha$ のブロードラインの取扱いに主たる原因があると考えられる。第 3 章で述べたように、我々は $\text{H}\alpha$ 単色像からブロードライン成分の寄与を注意深く差し引いているが、Pérez 等はまったくブロードライン成分の補正を行っていない。そのため、Pérez 等の結果では、彼ら自身も指摘しているように、中心核近傍が見かけ上低励起に見えているのであろう。従って我々の励起マップの方が、真に EELR ガスのみの励起状態の分布を示していると考えられる。こうした中心核近傍の高励起状態は、NGC4151 の中心核周辺をファイバー束を用いて分光観測した Mediavilla et al. (1992) のごく最近の結果でも認められている。

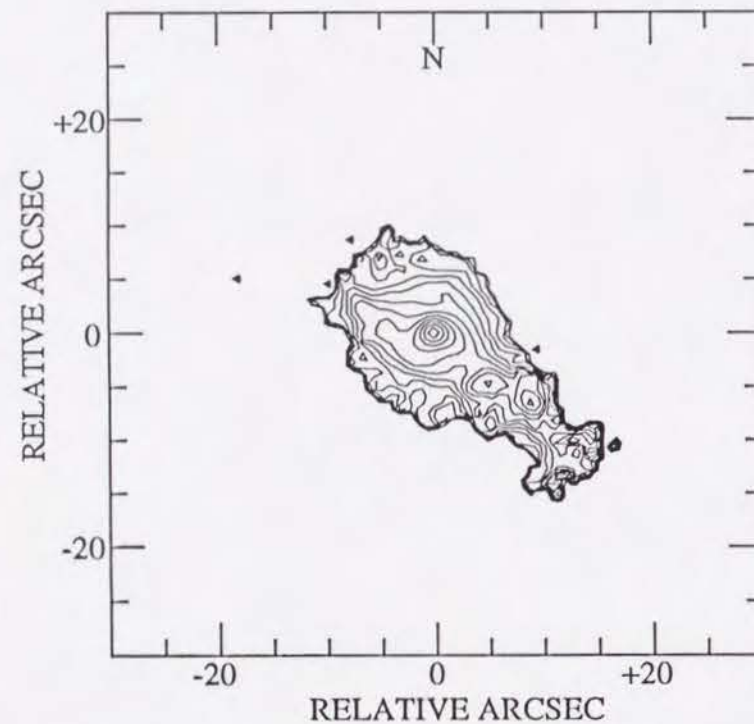


図 6b. $I([OIII])/I(H\alpha)$ 輝線強度比マップの等高線表示。図の向き、スケールなどは図 6a と同じ。最も外側の等高線は、 $I([OIII])/I(H\alpha)=1.2$ に相当し、強度比 0.4 毎に等高線を引いてある。等高線レベルは、外側から中心核に向かうに従って増加している。

我々の励起マップで新たに認められる特徴は、中心核の東から北東に延びる高励起ガスの構造である。この構造は、まず中心核から P.A. $\approx 135^\circ$ の方向に延び、次いで中心核から約 $3''$ のところで折れ曲がり、P.A. $\approx 45^\circ$ の方向に延びている。

すべての輝線単色像で、中心核は非常に高いピークを示すコアとなっている。そのコアのサイズは PSF とほとんど同じか、わずかに広がっている程度で、十分点源と見なせるほどコンパクトである。このコアは、 $[OIII]$ や $[OII]$ といった禁制線でも見られるため、BLR とは異なる。こうしたコンパクト且つ強力な輝線放射領域は、中心核の極めて近くに存在していると思われるが、高強度なため、シーイングによる像の広がりによって、中心核周辺の EELR の構造を見えにくくしている。各輝線単色像からこの中心核近傍の輝線放射コアを差し引き、励起マップを作れば、中心核周辺の EELR の励起構造がより明瞭にわかるに違いない。

そこで、一つの試みとして、それぞれの輝線単色像から星の像と同じ強度プロファイルを持った人工像を差し引いてみた。差し引く像のピーク強度は、それぞれの輝線単色像の中心核の

ピークに合わせた。この方法では、差し引き後の像の中心核強度は 0 となり、明らかに引き過ぎであるが、この手続きにより中心核近傍のコアの影響を完全に取り除く事が出来る。こうして、中心核近傍の輝線放射コアの影響を完全に取り除いた輝線単色像を得た。それから、各単色像をお互いに割算し、輝線強度比マップ（励起マップ）を作った。それらのマップのうち最も S/N のよい、 $I([OIII])/I(H\alpha)$ マップを図 7 に示す。この図でもっとも目立つ特徴は、HB string の内側から中心核に延びる高励起ガスの構造である。中心核の東側にも高励起ガスの広がりが見受けられる。中心核から $6''$ 以内（図 7 中の太い破線で描かれた楕円の内側）での構造は、中心核から双極状コーン状に分布する高励起ガスの存在を示唆する。この双極コーンの開口角は、南西側（P.A. 230° ）で約 30° 、東側（P.A. 90° ）で約 100° である。

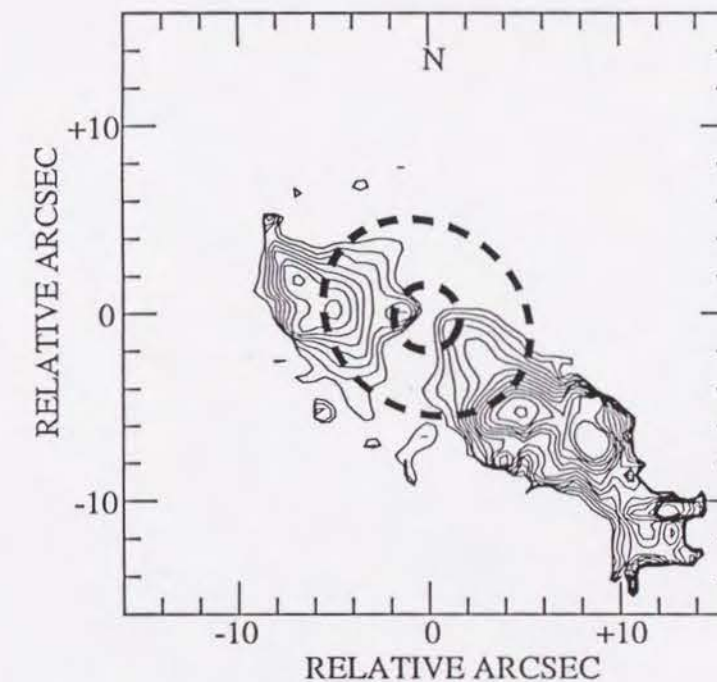


図 7. 中心核の高励起コアを差し引いた後の $I([OIII])/I(H\alpha)$ マップ。最も低い等高線は、高励起のコーン状領域を強調するために、 $I([OIII])/I(H\alpha)=2.5$ にとっている。この図の中央の太い破線で描かれた円と、その外側の楕円の間領域で計測した輝線強度比を図 8 にプロットした。

この新たに作った励起マップより計算した輝線強度比を、BPT ダイアグラム上にプロットした（図 8）。輝線強度比は、図 7 に示した破線楕円と破線円の間領域のすべての画素に対して

求めた。図 8 で、黒丸は図 7 での最も外の等高線の内側の領域を示し、白丸はその外側の領域を示しているが、これらは、それぞれ前述した高励起ガスの双極コーンの内側と外側を意味している。図 8 において、黒丸と白丸は図の横方向に散らばりを見せているが、この散らばりは主に $[\text{OII}]$ 強度の不確定性によると思われる。このような不確定性に関わらず、高励起双極コーン領域（黒丸）は、セイファートの励起状態を示している事が、図 8 より明らかである。一方、白丸は図 8 上ではほとんどが LINER 領域に分布しており、一部、HII 領域的な励起状態を示唆している。この事は、中心核のべき電離光子が双極コーンの外よりコーンの内側に多く放射されているのか、或いは、コーン内の方が粒子密度が薄いのかのどちらかである事を示している。

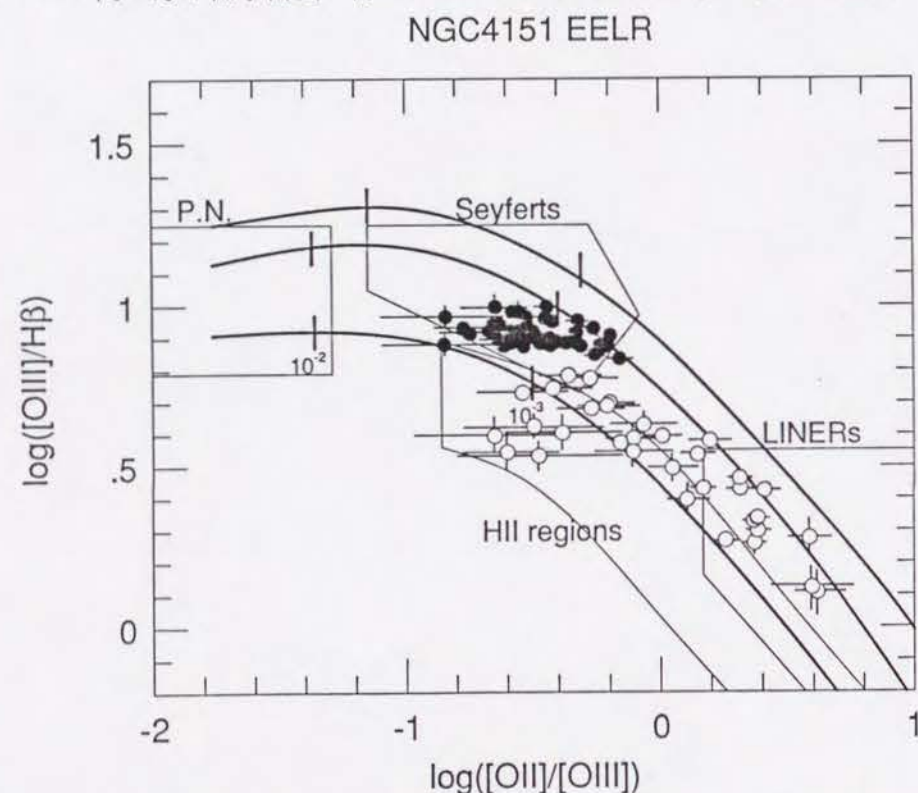


図 8. 中心核の高励起コアを差し引いた後の、NGC4151 の EELR の BPT ダイアグラム。この図中のすべてのデータ点は、図 7 の太破線の円と楕円の間の領域で計測した。図 7 の最も低い等高線の内側の領域のデータ点は黒丸で示し、外側の領域のデータ点は白丸で示した。

どちらの場合にしても、中心核周辺に非等方な構造が存在し、中心核放射がコーンに沿って、コーンの軸に垂直な方向より遠くまで達していると思われる。コーンが HB string までつながっている事を考えれば、コーンに沿って中心核から放射された電離光子によって、HB string が電

離されているという解釈が成り立ち、この事は、非等方な中心核輻射場によって EELR の細長い構造（HB string）が形成されたという仮説を裏付けるものである。

図 8 によれば、コーンの外側の領域の一部は HII 領域と解釈でき、星の紫外光によって電離されている可能性がある。つまり、中心核周辺に星生成領域が存在している可能性がある。しかしながら、図 8 で HII 領域的強度比を示しているデータ点は、 $[\text{OII}]$ の強度エラーが大きく、図の横軸に沿って大きなエラーバーを示している。従って、これらのデータ点の分布は $[\text{OII}]$ の測定エラーによるものと解釈する事もできる。よって、HII 領域の存在が否定されるわけではないが、コーンの外側のはとんどの領域は LINER 的な励起状態のガスで特徴づけられるとしてよいであろう。

5. 議論

5.1 電離カバリングファクターと HB string の内部構造

我々は、この節で HB string を構成する各ノットの電離光子に対するカバリングファクター (covering factor) を求め、それから、各ノットの内部構造について調べることにする。

電離光子フラックスは、BPT ダイアグラム (図 5) とべき連続光による電離モデルから予想される電離パラメーター U の値を用いれば、式 (5) から求められる。式 (5) は、次のように書き換えられる。

$$Q_u = 4\pi R^2 \cdot c \cdot N_e \cdot U. \quad (6)$$

Q_u は、観測された $H\alpha$ 光度 $L_{H\alpha}$ と次の関係式で結びつけられる。

$$Q_{H\alpha} = f_c \cdot (\pi r^2 / 4\pi R^2) \cdot Q_u, \quad (7)$$

ここで、 f_c は中心核から R 離れた位置にある半径 r のノットの、電離光子に対するカバリングファクターであり、 $Q_{H\alpha}$ は表 2a で各ノットに対して与えられた観測量 $L_{H\alpha}$ から計算される。Wilson et al. (1988) によれば、電子温度 10^4 K で Case B 再結合を仮定すれば、次の式によって $Q_{H\alpha}$ は導かれる。

$$Q_{H\alpha}(\text{photons s}^{-1}) \approx 7.3 \times 10^{50} \cdot \left(\frac{L_{H\alpha}}{10^{39} \text{erg s}^{-1}} \right). \quad (8)$$

式 (6) に、R6 に対する値、 $U = 3 \times 10^{-3}$ 、 $N_e = 300 \text{cm}^{-3}$ 、 $R = 420 \text{pc}$ を代入すれば、 $Q_u \approx 5 \times 10^{53} \text{photons s}^{-1}$ が、R6 に対して得られる。ここで、 U の値はモデル依存であるが、様々なべき連続光による光子電離モデル (例えば、Stasińska, 1984; Robinson et al., 1987 など) が、R6 の輝線強度比に対して 3×10^{-3} より大きな U を与えている。電子密度に関しては、R6 に対しては Schulz (1988) の結果より、少なくとも 100cm^{-3} 以上で 1000cm^{-3} 以下の間にある。従って、 Q の真の値はここで求めた Q_u は $1/3$ 以下になることはないであろう。

我々は、HB string の各ノットについて Q_u を求めることをせずに、R6 に対して求めた Q_u を各ノットの f_c を求めるのに適用することにする。なぜならば、R6 の物理諸量が最も観測的に明確に求まっているからであり、定義より Q_u はすべてのノットに共通であるからである。R6 について求めた Q_u と、式 (8) により R1 から R7 までの各ノットについて求めた $Q_{H\alpha}$ の値を式 (7) に代入して、HB string の各ノットについて f_c を求めた。その結果は表 2b の最終欄に示した。

明らかに、 f_c は 1 より十分小さく、HB string のすべての領域を通じてほぼ 0.1 程度で一定である。この事より、HB string を通じて電離光子は十分に存在し、HB string の輝線強度は入射電離光子量によってではなく、被電離物質質量によって決まっていることが示唆される。ここで、第 4 章 3 節で示されているように、各ノットの体積フィリングファクター f_v もノット毎にほとんど同じ値を持っていることに注目しよう。 f_v 、 f_c 共にノット毎に変わらないということは、HB string のノットがそれぞれ同じ様な内部構造を有していることを示しているのかもしれない。

次に、 f_v と f_c から、HB string のノットの内部構造を考察しよう。ノットの簡単なモデルとして、多数の半径 r_s の不透明な球状ガス雲が、半径 r の球状領域を形作っているというモデルを考える。すると、ガス雲による電離放射の相互遮蔽を無視すれば、 f_v と f_c の関係はおおよそ次の式で与えられる。

$$n \cdot \frac{r_s^2}{r^2} = f_c, \text{ and } n = \frac{f_c^3}{f_v^2}, \quad (9)$$

ここで、 n はガス雲の数である。HB string ノットの典型的な値、 $f_v = 10^{-4}$ 、 $f_c = 0.1$ 、 $r = 100 \text{pc}$ を代入すれば、 $n \approx 1 \times 10^5$ と $r_s \approx 1 \times 10^{-1} \text{pc}$ を得る。もちろん、ここでの簡単なモデルは現実の状況を記述するには粗雑すぎるが、このモデルによれば、HB string のノットは我々の銀河系で見られるコンパクト III 領域程度のサイズを持つ、非常に多数の小さなガス雲から構成されている可能性が示唆される。

5.2 非等方電離放射の証拠と中心核近傍構造

5.2.1 NGC4151 の中心核近傍構造

第 4 章 4 節において、我々は NGC4151 の EELR の電離ガスの励起状態に、明らかな空間的非等方性が存在していることを述べた。これと類似した非等方的性質は、他のセイファート銀河の中心核周辺でも知られている。Haniff et al. (1988) は、多くのセイファート銀河の EELR が電波ジェットと同方向に細長く伸びていることを見いだした。EELR のそうした構造は高励起線である [OIII] 輝線によって明瞭であることから、Haniff et al. は EELR の細長い構造は非等方な中心核 UV 放射によってガスが電離された結果である、と結論した。非等方な中心核放射の証拠は、NGC1068 中心核の偏光観測によっても発見されている (Antonucci and Miller 1985; Miller et al. 1991)。

輝線強度比より、NGC4151 の EELR は衝撃波電離モデル (例えば、Shull and McKee 1979) では説明できず、べき連続光による光子電離モデルがよく合う。従って、NGC4151 の

EELR の細長く延びた構造は Schulz (1988)、Pérez-Fournon and Wilson (1990)、Penston et al. (1990) といった著者達によって議論されているごとく、非等方な中心核 UV 輻射によって形成された、ということが強く示唆される。本研究における観測事実から、以下に中心核輻射の非等方性を議論する。

我々は、エネルギー収支の考察から中心核輻射の非等方性を調べ、それをもって中心核近傍構造を考察することにする。中心核の電離光子数は、紫外及び X 線の連続光の観測結果から推定することができる。Padovani and Rafanelli (1988) は、 1440\AA 及び $10\text{--}100\text{keV}$ の連続光から、NGC4151 の単位時間当りに放射する電離光子数 ($912\text{\AA} - 10\text{keV}$) を推定した。その値をここでは Q_{obs} とする。彼らによれば、

$$Q_{obs}(\text{photons s}^{-1}) \approx 1.8 \times 10^{53}. \quad (10)$$

であった。もし、電離輻射場が EELR において等方的であったならば、 Q_{obs} は第 5 章 1 節で求めた Q_u と等しい値になるはずである。しかしながら、実際には Q_u は Q_{obs} よりおよそ 3 倍大きい。つまり、次の式において、異方性を表わすファクターは、 $\alpha \approx 3$ である。

$$Q_u = \alpha \cdot Q_{obs}. \quad (11)$$

第 5 章 1 節で見たように、 Q_u の誤差はファクター 3 以下であるので、確実に $\alpha > 1$ であろうと思われる。従って、電離光子はあきらかに中心核から非等方に放射されている。

次に、そのような非等方性を生じさせている中心核近傍の構造について議論しよう。まず、BLR を構成している電離ガスの分布によって中心核からの電離輻射が非等方になっている可能性がある。しかしながら、次の理由から、BLR のみでは NGC4151 で示された非等方性を作り出せないことがわかる。もし、BLR のみで非等方な電離輻射場が作られているとすれば、 Q_{obs} の推定に用いた近紫外域及び硬 X 線の連続光は電離ガスに対しては透明であるので、 Q_{obs} の値は BLR の影響を受けず、従って Q_u は Q_{obs} よりも小さくなるはずである。しかし、これは $\alpha > 1$ という前述の推算と矛盾する。よって、電離ガスのみで電離輻射の非等方性を作り出すことはできず、近紫外線や硬 X 線をも吸収する中性物質が EELR 内部に存在し、電離輻射の非等方性を作り出しているという仮説を導入せざるをえない。

この吸収物質の性質を調べるために、図 9 に示したような簡単なモデルを考える。ここで、今考えている吸収物質は EELR と BLR の間に存在する吸収帯として存在していると仮定している。この吸収帯は、前述したように電離輻射のみならず、非電離光である近紫外線や硬 X 線をも

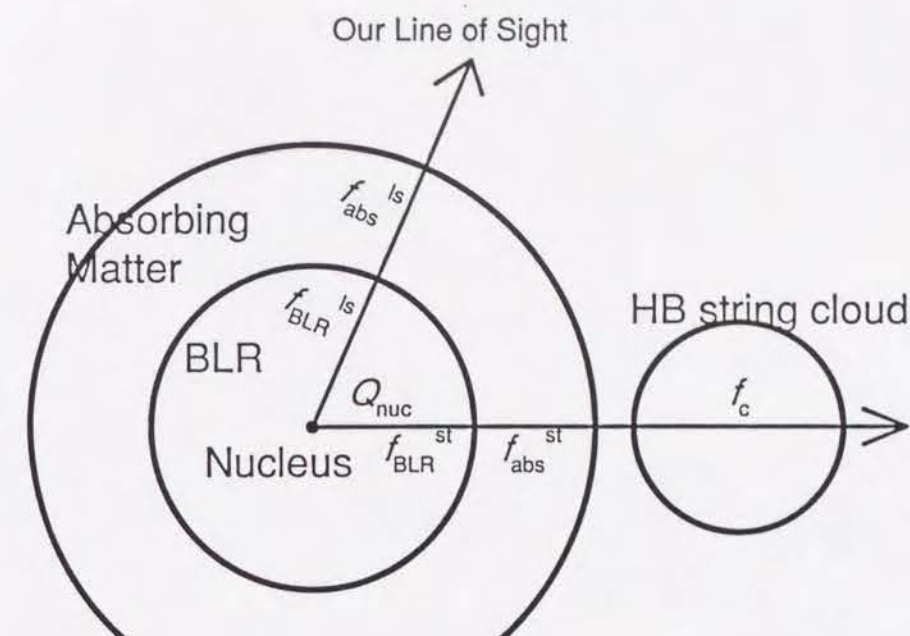


図 9. NGC4151 の中心核近傍の構造に関する概念図。本研究で導入された様々なカバリングファクターの関係を示す (詳しくは本文を参照)。

吸収する。図 9 において、 f は様々なカバリングファクターを示し、 BLR 、 abs なる添字はそれぞれ BLR、吸収帯のそれを意味する。さらに、 ls 、 st なる添字はそれぞれ我々の視線方向に対するカバリングファクターと、HB string 方向に対するそれとを区別するためのものである。

さて、図 9 に示された種々のカバリングファクターの関連を求めてみよう。まず、 Q_{nuc} を中心核からの単位時間あたり放出される電離光子数の真の値であるとする。このとき、我々の視線方向に関しては次の関係式が成り立つ。

$$Q_{nuc} \cdot (1 - f_{abs}^{ls}) = Q_{obs} \quad (12)$$

一方、HB string 方向に関しては、

$$Q_{nuc} \cdot (1 - f_{BLR}^{st}) \cdot (1 - f_{abs}^{st}) = Q_u, \quad (13)$$

なる関係が成り立つ。これら二つの関係式及び式 (11) から、カバリングファクターに対する次の関係式が導かれる。

$$\alpha \cdot (1 - f_{abs}^{ls}) = (1 - f_{BLR}^{st}) \cdot (1 - f_{abs}^{st}) \quad (14)$$

次いで、上で導入された種々のカバリングファクターの値を吟味し、同時に NGC4151 の中心核近傍の構造を議論する。最初に、BLR のカバリングファクターを推定する。 f_{BLR}^{ls} は、 Q_{obs} とブロードバルマー線光度から推算される電離放射量を比較する事によって推定する事が出来る。de Bruyn and Sargent (1978) は NGC4151 のブロード $H\beta$ 光度を $L_{H\beta} \approx 1.5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ と求めた。この値を用いて、 $H\alpha$ でやったのと同様の方法で、 $H\beta$ 光度を再現する電離光子数を求めると、中心核周辺に BLR が球対称分布しているとすれば、 $f_{BLR}^{ls} \approx 0.6$ が得られる。もし、BLR が非球対称分布をしていれば、 f_{BLR}^{ls} は 0.6 より大きくなるはずである。一方、Ferland and Mushotzky (1982) は、NGC4151 の軟 X 線の非常に変化の激しい性質から、この銀河の放射は BLR によって、少なくとも我々の視線方向に対して 0.9 程度のカバリングファクターで、部分的に隠されているという結論を得た。我々の前述の推定は、彼らの結論と矛盾しない。BLR は非常に光度変化が激しいので、これらの推定は大きな不確定要素を持っているが、我々の推定と、全く別の方法で得られた Ferland and Mushotzky の推定は共に、視線方向に放射された電離光子のかなりの部分が BLR によって吸収されていることを示唆している。

次に、BLR の構造に関する二つの異なるケースを考え、それによって他のカバリングファクターを調べる事にする。はじめのケースは、等方的かつ不透明な BLR のケースである。この場合には、ブロードラインガスは、中心核周辺に等方的に分布し、前段落で求めた f_{BLR}^{ls} があらゆる方向に成り立っているとする。つまり、 $f_{BLR}^{st} \approx f_{BLR}^{ls} \approx 0.6 - 0.9$ と仮定する。

$$\alpha \cdot (1 - f_{abs}^{ls}) = (1 - f_{BLR}^{st}) \cdot (1 - f_{abs}^{st}) \quad (14)$$

$\alpha \approx 3$ かつ $f_{abs}^{st} > 0$ であるので、式 (14) より、 $f_{abs}^{ls} > 7/8 - 29/30$ および $f_{abs}^{ls} \gg f_{abs}^{st}$ が得られる。これは、図 9 の中性吸収帯が非常に厚く、極端に非等方的な分布をしていることを示唆する。この場合、真の電離光子数 Q_{nuc} は '観測される' 電離光子数 Q_{obs} の十倍近い値となる事が導かれる。すなわち、 $Q_{nuc} \sim 10^{54} \text{ photons s}^{-1}$ である。この値は 1 型セイファート銀河の最大値にほぼ等しい (Padovani and Rafanelli 1989)。ここで注意しておかなくてはならないのは、 f_{abs}^{ls} は近紫外線や硬 X 線といった非電離放射に対する吸収割合を表している、ということである。従って、この場合、NGC4151 は非常に高密度の分子ガスあるいはダストといった分厚い中性物質に覆われていることになる。

ところが、NGC4151 にこのような分厚い中性物質の存在とは矛盾する証拠がいくつかある。まず、NGC4151 の光学域から紫外、さらに硬 X 線に到る連続光スペクトルは、中心核から直接放射されていると考えられている強いべき成分からなっており、連続光スペクトルに上述のよ

うな強い吸収の兆候が見られない (Wu et al. 1983; Rothschild et al. 1983)。また、中性物質によって吸収された紫外光は遠赤外線として再放射されるはずであるが、Penston et al. (1990) によれば、Edelson et al. (1988) によって得られた遠赤外 (2 - 100 μm) 光度は、紫外 (4000 Å) から軟 X 線 (2keV) にかけての連続光の総光度にはほぼ匹敵する程度で、決して 10 倍も赤外放射が強いということはない。これらの観測事実は、上で示唆されたような紫外光の強い吸収と明らかに矛盾する。従って、等方的かつ不透明な BLR が存在する可能性は低いであろう。

二番目のケースは、非等方あるいは HB string 方向に対して透明な BLR の場合である。つまり、 $f_{BLR}^{st} \ll 1$ である場合である。このとき、式 (13) から $(1 - f_{abs}^{st}) \approx 3 \times (1 - f_{abs}^{ls})$ が導かれる。もし、 $f_{abs}^{st} \approx 0$ であれば、 $f_{abs}^{ls} \approx 2/3$ となる。そこで、もしこのケースが正しければ、HB string 方向に放射されている放射は我々の視線方向に放射されているそれより、3 倍程度強い事になる。そして、吸収された紫外から X 線にかけての連続光は、観測された値の 2 倍程度となる。この程度の弱い吸収量は、観測される赤外放射量と矛盾しない。故に、このケースの方が、NGC4151 の BLR の構造としてよりもっともらしいと思われる。

5.2.2 他のセイファート 1 型銀河との比較

上述の議論において、我々は $f_{BLR}^{ls} \approx 0.6 - 0.9$ を仮定した。もし、この値が実際より大きすぎたなら、上の議論からだけでは、ブロードラインガスの分布が等方的か非等方的なのかを結論づける事はできない。しかし、少なくとも、BLR が HB string の方向には透明である (すなわち、 $f_{BLR}^{st} \ll 1$ である) 事は確かであろう。もし、 f_{BLR}^{ls} の推定に実際の値との大きなずれがなければ、さらに、NGC4151 の BLR は非等方的な構造-おそらくは我々の視線方向に対してその軸が大きく傾いたトーラスあるいはディスク状構造-を有している可能性がある。この場合には、NGC4151 の中心核電離放射場の非等方性の一部は、BLR の非等方構造によっていることが示唆される。

いわゆる AGN の統一的描像によれば、どのタイプの AGN も中心に巨大質量ブラックホールなどのエンジンを持ち、0.01pc 以下のスケールのコンパクトな BLR と 100pc 程度に広がったナロウライン領域の 2 種類の輝線放射領域を持ち、さらにその中間に 10pc 程度のスケールの分子或いはダストのトーラス構造を持つ (図 1 参照)。そして、NGC4151 のようなブロードラインの見えるセイファート 1 型と、ブロードラインのないセイファート 2 型の違いは、そのトーラスの見る角度の違いによって生じる。すなわち、トーラスの軸側から見れば中心核近傍の BLR まで見通す事が出来、セイファート 1 型に観測されるが、トーラスの軸が視線と大きな角度をな

しているときは、トーラスによって BLR が隠され、セイファート 2 型として見えるというのである。セイファート 2 型銀河では、しばしば明かな非等方な中心核電離輻射の存在証拠が発見されており、細長く伸びた EELR の構造はそうした我々の視線方向から大きく傾いた非等方電離輻射場によって形成されると解釈されている。

ところが、既に見てきたように、NGC4151 はセイファート 1 型であり、BLR が見えているにも関わらず、その EELR は明らかに非等方な中心核電離輻射場の存在を示唆し、その形態から輻射場の軸が視線から大きく傾いている。一方、中心核の光学域から X 線にかけての連続光スペクトルの観測や、赤外線観測は、中性吸収物質はむしろ少ないことを示唆している。これらは、非等方電離輻射場が 10pc 程度のスケールの分子・ダストトーラスで形成されるとする AGN の統一的描像と矛盾する。しかしながら、もし、上述の議論で示唆されたように、BLR が非等方な構造を持ち、非等方電離輻射場の一部がそうした BLR の構造によって形成されるとすれば、NGC4151 のようなセイファート 1 型であるにも関わらず、視線から傾いた非等方電離輻射が存在するようなケースは説明できる。

セイファート 1 型であり、BLR が見えているにも関わらず、我々の視線方向に対して大きく傾いた非等方な中心核電離輻射場の存在が示唆される天体は、NGC4151 だけではない。NGC3516 の中心核バルマー線スペクトルは、ほとんどブロードライン成分によって占められており、鉄イオンの許容多重線など BLR で形成されると考えられている輝線成分も NGC4151 より相対的に強い (Aoki 1993)。一方、NGC3516 は中心核から非等方に広がった EELR を有している (Pogge 1989; Miyaji et al. 1992)。この EELR のスペクトルは [OIII] が非常に卓越しており、かなり高励起であること、NGC4151 の場合のように、べき連続光による光子電離でしかその励起状態を説明できないことなどが分かっている (Pogge 1989)。EELR の形態は双極状あるいは S 字型であり、中心核の北、約 5kpc のところにも高励起電離ガスが広がっている。Pogge (1989) は、エネルギー収支の議論から中心核輻射が等方的であっても、このような EELR が形成できるとしたが、彼の議論は EELR の総 $H\alpha$ 光度と中心核電離輻射量との間の全体的なエネルギーバランスに基づいている。しかし、EELR の内部密度構造は、本研究で示唆されたように非常に非一様であると考えられ、そうした非一様な EELR に対しては、彼の議論は成り立たない。内部密度構造も考慮したより詳しいエネルギー収支の計算から、NGC3516 の EELR 形成の為には、少なくとも観測されるよりも 10 倍以上も多く電離光子が必要であることが示唆される (Aoki 1993)。

また、非常にパワフルなセイファート銀河である 3C120 も典型的なセイファート 1 型銀河であるが、同時にセイファート銀河としては空間的な広がりから言っても、光度から言ってもは

とんど最大の EELR を有している (Hua 1988; Baldwin et al. 1980)。3C120 の EELR は実に 30–40kpc に及び、その至るところで [OIII] 線が卓越し、中心核べき連続光による励起を示唆している。EELR の形態は NGC3516 と似た S 字型であり、非等方な広がりを見せている。中心核から 20kpc も離れた位置にあるガスを観測可能なほど電離するには、やはり観測されるより 10 倍以上の電離光子が必要である (Kosugi 1993)。

こうした事実から、一部のセイファート 1 型銀河においては、我々の視線から非常に傾いた非等方な電離輻射場が存在すると思われる。そして、BLR が見えていることから、そうした非等方輻射場を形成している構造は、セイファート 2 型の説明として考えられている、10pc スケールのダスト・分子トーラスではないことが強く示唆される。よって、本研究で NGC4151 に対して示唆されたような、BLR の非等方構造による非等方電離輻射場の形成というモデルが、そうした銀河に対する一つの可能性として考えられる。このモデルの立場に立てば、図 1 に示されたようなセイファート銀河の統一的描像は、必ずしもすべてのセイファート銀河を説明するものではなく、少なくとも一部のセイファート銀河には図 1 で示されている、中性物質による厚いトーラス構造がないことが示唆される。つまり、セイファート 1 型と 2 型の性質の相違は、同一種類の天体に対する単なる見る方向の違いだけで生じるのではなく、やはりその間に根本的な構造の違いが存在するという可能性がある。

セイファート 1 型と 2 型の相違の問題はセイファート中心核の形成と進化、ひいては AGN の形成とその進化の問題と密接に結びついており、非常に重要である。現在の統一的描像により、セイファートのタイプの違いについては一応の解決が得られたような認識が流布しているが、ここで議論したように、統一的描像では説明できない現象も存在し、その今日的な意味は全く失われている。

この問題をより詳細に議論するためには、セイファート銀河の EELR の高空間分解によるさらに詳しい研究と、それに基づいた統計学的調査が必要であろう。また、中心核スペクトルの遠赤外、遠紫外、軟 X 線といった波長での詳しい観測が求められる。

5.3 ディスク $H\alpha$ 放射領域 (DHERs) と EELR の関係—中心核へのガス供給路

最後に、ディスク $H\alpha$ 放射領域 (DHERs) について、その EELR との関連を議論する。我々は、第 4 章 1 節において、新たな DHER として G5 を同定した。この領域は、図 3 で見られるように、銀河バーの南東端にある G1 から中心核に向かって延びた構造をしている。そし

て、EELR の北東のシェル状構造が G5 の延びた方向に存在することがわかる。さらに、G5 と中心核に対して対称的な位置に G3 が存在する。G3 は銀河バーの北西に位置する G4 と、EELR の南西端を結ぶ端のような形態をしている。こうした EELR と DHER の全体的な配置、構造はそれらの間に何らかの物理的つながりが存在している事を暗示する。

Schulz (1985) は、G1-G4 について $H\alpha$ 輝線の視線速度場を観測し、純回転運動を差し引くことによって、約 20 km s^{-1} の非回転運動成分を見いだした。彼によれば、この成分は、銀河の棒状重力場によって引き起こされたガスの楕円運動を反映している。Schulz は、G3 に内側に落ち込む速度成分を見つけた。G5 の運動は知られていないが、G1 で見いだされた内方向の運動から、G5 も内側に落ち込む運動成分を持っているであろう。

銀河本体の棒状構造と、セイファート銀河の中心核活動の間の関連の可能性は、Simkin et al. (1980) によってはじめた指摘された。彼らは、棒状重力場が、銀河ディスク中のガスをセイファート中心核に供給するのに重要な役割を果たしている事を指摘した。Shlosman et al. (1990) は、棒状構造に代表される非軸対称な重力的擾乱が銀河中のガスを中心核領域に落とし込むとする、より一般的な仮説を提出し、セイファート銀河のみならず、スターバースト銀河の活動性の原因とした。いくつかのガス力学の数値実験はこうした仮説を支持している (例えば、Wada and Habe 1992)。

Pedlar et al. (1992) は、NGC4151 の $\text{HI}21\text{cm}$ 線の電波干渉計観測を行い、 $11'' \times 13''$ の高空間分解能で中性水素線の分布を得た。彼らの結果によれば、銀河の棒状構造の HI 輝線の分布は棒の南東端及び北西端に集中しており、そうした集積からそれぞれ北西、南東に中心核領域まで延びた構造が存在する。こうした特徴は、我々の $H\alpha$ 単色像で見られる DHER の分布 (G1 - G5) と非常によく似ている。Pedlar et al. の HI マップと我々の $H\alpha$ 単色像を重ね合わせた図を図 10 に示す。ここで濃淡で示されているのは Pedlar et al. の HI マップ、等高線で示されているのが、我々の $H\alpha$ 単色像である。 HI の集中している領域と DHER との間に非常によい空間的相関があるのがわかる。おそらく、銀河の棒状重力場によってかき集められてきたガスの集中している領域で、星生成が起これ、 HII 領域が形成されているのであろう。このように銀河の棒構造の両端付近で星生成が起きることは、棒渦巻銀河などで観測されており (例えば、Teuben et al. 1986 など)、Roberts et al. (1979) や、Sanders and Tubbs (1980) のシミュレーションでも示されている。

図 10 で注目すべきところは、これらの銀河のディスク上のガス分布が、中心核付近の EELR の両端に滑らかに接続しているように見える構造である。しかも、 $H\alpha$ でみた EELR はおおよそ

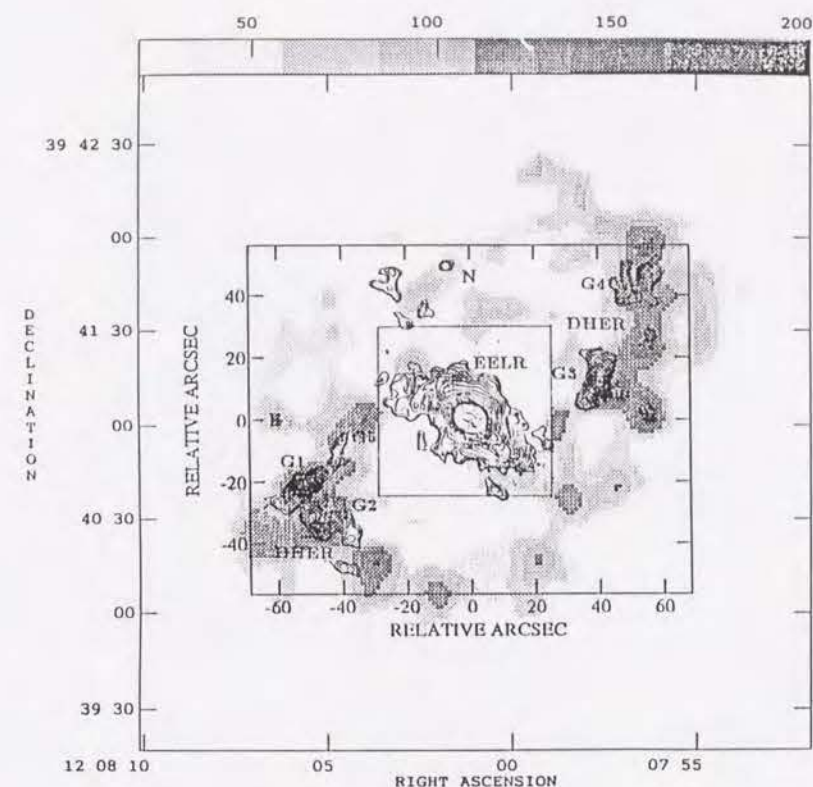


図 10. NGC4151 の HI 輝線分布 (Pedlar et al. 1992; 濃淡表示) と、 $H\alpha$ 輝線分布 (等高線表示) の比較。 $H\alpha$ 輝線分布は本論文の図 3 と同じものである。EELR を取り囲むように描いてある最も内側の四角形領域は、 HI の吸収線が強い領域を示す。

線形の構造をしているが、その両端でわずかに歪み、全体の構造が S 字型になっている。Bosma et al. (1977) の観測によれば、EELR の存在する領域に HI 輝線はなく、ガスは中心核でほとんど電離されているのであろうと結論されていたが、Pedlar et al. の観測によれば、EELR 領域では、 HI は吸収線として見えていることがあきらかになった。従って、NGC4151 の中心核領域には、中心核と我々の間に明らかに HI ガスが存在しており、しかもそのガスは冷えて、輝線に対し光学的に厚くなっていることが示唆される。このガスの起源は、上記のようなディスク上の中性・電離ガス分布、Schulz (1985) による電離水素ガスの運動などに関連付けると、銀河の棒状重力場によって、銀河ディスクから中心核領域に流入してきたものであると考えることができる。もしそれが本当なら、G3 や G5 は銀河ディスクから EELR へのガス流入経路をトレースしていると解釈する事ができ、さらには中心核活動に対する燃料供給路を示している可能性がある。

Pedlar et al. によれば、中心核領域 ($4'' \times 0.5''$) に存在する中性水素は $6 \times 10^4 M_{\odot}$ である。これは我々が crown に対して求めた電離ガス質量—約 $10^5 M_{\odot}$ —とほぼ等しく、これと合

わせると中心核領域に蓄積された水素ガス総量は、 $2 - 3 \times 10^5 M_{\odot}$ となる。NGC4151 の中心核活動を維持するには、 $1 M_{\odot}/\text{yr}$ 程度の質量流入がなければならないが、このオーダーのガス流入があるとすれば、中心核領域のガス消費時間は、おおよそ 10^5yr となる。このタイムスケールは、セイファート銀河の個数頻度から推定される中心核の活動タイムスケール、 $\sim 10^7 \text{yr}$ と比べると2桁小さいが、このことはむしろディスクからの連続的なガス供給が起きていることの間接的な証拠かも知れない。Pedlar et al. (1992) によれば、G1、G2 に相当する HII 複合体は $10^8 M_{\odot}$ の質量を持つが、この複合体 Schulz (1985) によって得られた約 20km s^{-1} の流入速度で中心に落ち込んでいったとした場合、G1、G2 の中心核からの距離 $\sim 3 \text{kpc}$ を考慮すれば、質量流入レートとして約 $1 M_{\odot}/\text{yr}$ が得られる。この値は NGC4151 の中心核活動を維持するに必要な質量流入レートと一致し、やはり、連続的なガス供給を示唆する。

こうした想像を検証するには、より詳しいガス速度場の観測と、数値シミュレーションの結果を比較する必要がある。高解像度、高速度分解能の2次元的分光観測が、こうした目的には有効であろう。

中心核領域に HII 吸収線が見つかったことは、NGC4151 の電離放射が非等方であることの別の証拠と解釈することが出来る。なぜならば、もし、我々の視線方向に多くの電離光子が放射されていれば、視線上に存在するこのような HII ガスはほとんど電離されてしまい、吸収線として観測されないであろうことが、容易に想像されるからである。NGC4151 の中心核電離放射は銀河ディスク面に沿ってのみ放射され、ディスクの上下方向にはほとんど放射されていないであろう。

6. 結論

我々は、セイファート銀河 NGC4151 の CCD を用いた狭帯域撮像測光観測を行い、その結果を示した。観測は、 $\text{H}\alpha$ 、 $[\text{OIII}]\lambda 5007 \text{\AA}$ 、 $[\text{OII}]\lambda 3727 \text{\AA}$ の3つの輝線で行った。 $\text{H}\alpha$ 単色像からは中心核のごく近傍から放射されているブロードライン成分の寄与を除去し、広がった輝線放射成分 (EELR) のみの研究を行った。

EELR の $\text{H}\alpha$ 、 $[\text{OIII}]$ 、 $[\text{OII}]$ の各光度は、それぞれ、 $6.2 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}$ 、 $2.4 \times 10^{41} \text{erg s}^{-1}$ 、 $4.6 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}$ であった。輝線光度は EELR を構成する個々のノット状のガス雲についても求めた。 $\text{H}\alpha$ 光度から、各ノットの電離ガス質量を推定した。中心核を取り巻く最も明るいガス雲 (crown) の質量は、約 $10^5 M_{\odot}$ であったが、外側のノットは、 10^3 ないし $10^4 M_{\odot}$ 程度の質量を持っていた。ノットの体積フィリングファクターは、どのノットもほぼ同じで、 10^{-4} のオーダーであった。

単純な励起マップ、すなわち輝線強度比 $I([\text{OIII}])/I(\text{H}\alpha)$ のマップは、Pérez et al. (1989) や Pérez-Fournon and Wilson (1990) などの結果と異なり、中心核でガスの励起状態はピークを示すことを明らかにした。さらに、この中心核での励起ピークコアを各単色像から差し引く事によって、中心核周辺の EELR 構造をより明確にし、中心核から双極コーン状に分布する高励起ガスの存在を示した。このコーンの内側ではガスは、べき連続光によって高く励起されている一方、コーンの外側ではガスは LINER のような低励起状態にあることがわかった。

この双極構造は、NGC4151 の中心核電離放射場が非等方な構造を有している事を示唆する。中心核と EELR の間のエネルギー収支を議論した結果、非電離放射も中心核から EELR 方向に非等方に放射されていることがわかり、我々の視線上に非電離放射をも吸収する中性物質が必要である事を示した。また、この議論によると、NGC4151 の BLR は EELR の方向に対して透明であり、我々の視線方向に対して軸が大きく傾いたトーラス状構造を有している可能性がある。もし、これが本当なら、NGC4151 の非等方な電離放射場の少なくとも一部は BLR によって形成されているのかもしれない。さらに、このことが、セイファート1型銀河とセイファート2型銀河に対する、いわゆる AGN の統一的描像に重要な変更を迫る可能性を議論した。

EELR の各ノットの電離放射に対するカバリングファクターは、ノットによらずほぼ一定で、約 0.1 であることがわかった。カバリングファクターがこのような小さいという事は、EELR は全体としては電離放射に対してほとんど透明であり、EELR の輝線光度が電離放射量によって決まっているのではなく、物質量によって決まっていることを示している。このカバリン

グファクターと、各ノットの体積フィリングファクターを関連づけて調べた結果、EELR の各ノットは、非常に多数の 0.1pc 程度のサイズを持つ小さなガス雲からなることが示唆された。

最後に、電離ガスの銀河全体に対する分布状況から、銀河ディスク中に分布するガスと EELR の物理的連関の可能性を、AGN へのガス供給の観点から指摘した。

付録

京都大学大宇陀観測所 CCD カメラシステム

本研究において、2 回目の観測に使用した CCD カメラは、京都大学大宇陀観測所で大谷浩助教授が導入し、著者らが大谷助教授と協力してシステムを構築したものである。ここでは、その CCD カメラシステムの概要を述べ、著者が開発した制御ソフトウェアシステムについて述べる。

1. ハードウェア構成

CCD カメラは、米 Photometrics 社 C200 シリーズ CCD カメラである。このカメラシステムは、液体窒素冷却のカメラヘッド (製品名 CH210)、カメラヘッドエレクトロニクス (製品名 CE200)、カメラコントローラー (製品名 CC200) の 3 つの部分からなる (図 11)。

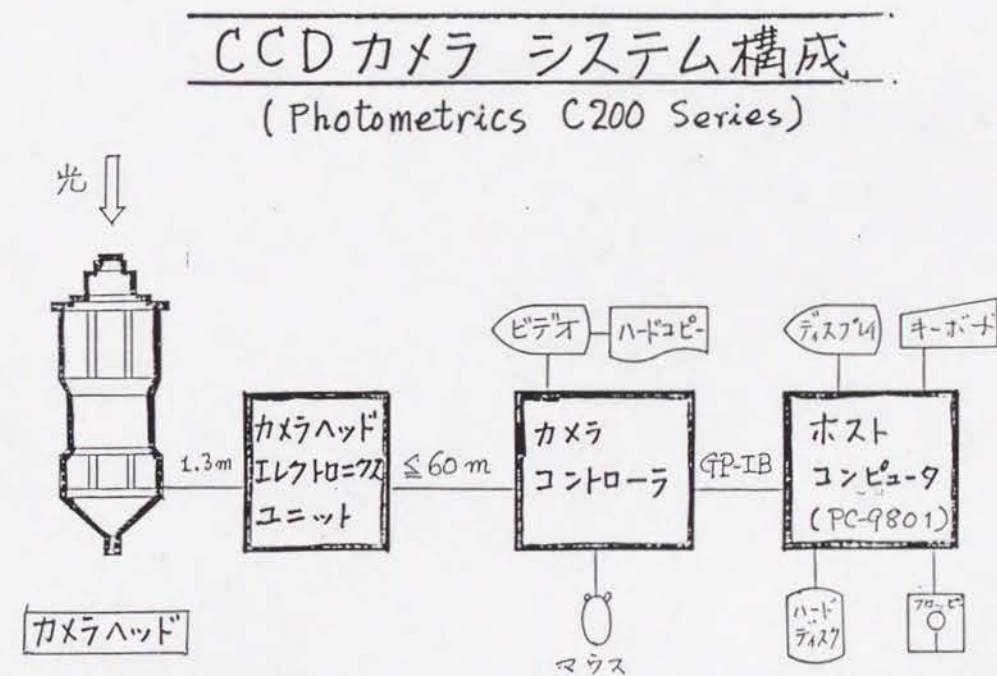


図 11. 大宇陀観測所 CCD カメラシステムの概念図。

CCD チップを直接コントロールする電子回路は CH210 内に組み込まれており、そこからのアナログ信号は CE200 で 14 ビットのデジタル信号に変換され、CC200 のメモリに転送される。CC200 には、モニタ用のビデオディスプレイが接続されている。CC200 は外部のホストコンピュータからのコマンド送信によって操作できるようになっている。大宇陀観測所においては、ホストコンピュータとして、NEC 製 PC9801 シリーズを用い、CC200 との間は GP-IB で接続した。CE200 から CC200 に転送された CCD データは、GP-IB を通じてホストコンピュータに送られ、ハードディスクにセーブされる。ホストコンピュータから CC200 を制御するコンピュータソフトウェアシステムは、著者によって開発された。このソフトウェアシステムについては次節で述べる。

CCD 素子は、Thomson 社製 TH7882CDA を用いている。この素子の概要は第 2 章に述べた。CCD 素子の波長感度曲線は図 12 に示す。

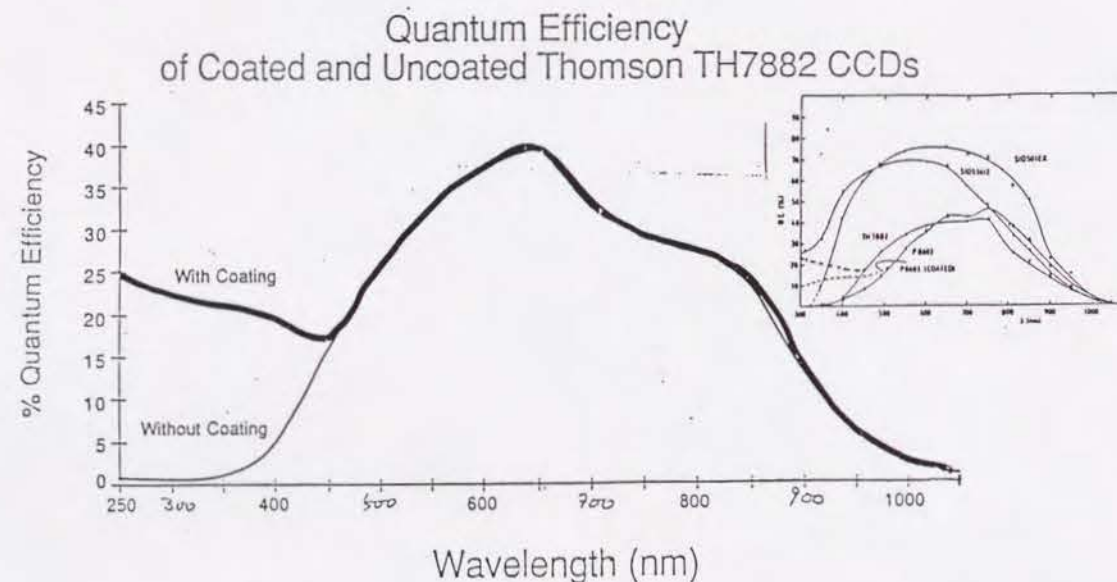


図 12. Thomson TH7882CDA の波長感度曲線。大宇陀観測所のものは、UV コーティングを施してあるので、図の太線の感度特性を持っている。

第 2 章で述べたように、この CCD に紫外の感度を向上させるために UV コーティングを施してある。読みだしノイズは画素当たり 7 電子であるが、低照度での読みだし効率が 100 % では

ないので、露出前に 100 電子に相当する一様光を照射する仕組みになっている。従って、実用上の読みだしノイズは 12 電子/画素となっている。CCD は、液体窒素を使用して、摂氏-120 度で動作させている。その結果、熱雑音 (暗電流) は非常に低く抑えられ、電子数に換算して、1 分 1 画素当たり約 1 電子である。

2. 制御ソフトウェアシステム (観測プログラム)

CC200 は、それ自身多数の内部コマンドを有し、それらの起動によって必要最低限のシステム制御はできるようになっている。しかし、CC200 の個々のコマンド起動は、実際の観測効率を著しく減少させる。また、望遠鏡の状態や観測時刻、天体名など、後のデータ処理に必要なパラメータがデータに取り込まれず、データ処理の段階でも支障が生じる。

そこで、観測効率の向上と、望遠鏡まで含めた、より統合された観測システムを構築するために、ホストコンピュータから CC200 を制御し、データを取り込むコンピュータソフトウェアシステムが、著者によって開発された。ソフトウェアは、PC9801 上で C 言語によって記述され、コンパイラとしては MS-C Ver.5.1 (Microsoft 社) を使用した。コードは、100 余りのモジュールからなり、総ステップ数は約 10000 ステップである。

ソフトウェアは、GP-IB を通じて CC200 に様々な制御コマンドを送信し、CC200 から CCD データを受信して、ハードディスクにセーブする。ハードディスクへのセーブの段階で、望遠鏡制御のボードから望遠鏡の状態を読み込み、さらに観測者によって指定された天体名、観測バンドなどのパラメータをまとめて FITS 形式のヘッダーを作り、データを FITS に変換する。FITS は、もともと電波天文学の分野で開発されたデータ形式であるが、最近天文学の様々な分野でデータ搬送の為に用いられており、多くの天文学データ解析ソフトウェアがこのデータ形式をサポートしている。従って、データを FITS 形式に変換しておけば、様々なデータ解析ソフトウェアで取り扱う事が可能になる。このソフトウェアによる FITS ヘッダーの例を図 13 に示す。

このソフトウェアは、実際の観測モードに対応したさまざまなタスクからなる。CCD カメラの露出から、バイアス取得、望遠鏡制御に至るまでの 10 余りのタスクがある。それぞれのタスクは、内部で 10 から 20 個程度の CC200 の制御コマンドを CC200 に送信する。各タスクはメニュー画面から PC9801 のファンクションキーを使って簡単に起動でき、観測者は CC200 の制御コマンドに関する知識は一切必要なく、意識することもない。また、時間の管理もソフトウェアが行っており、露出の中断・再開なども容易に行えるようになっている。

図 13. 大宇陀観測所 CCD カメラデータの FITS ヘッダー。

```

SIMPLE =          T          / BASIC FITS TAPE FORMAT
BITPIX =          16         / BIT NUMBER PER PIXEL
NAXIS =           2          / IMAGE DIMENSION
NAXIS1 =          384         / NUMBER OF PIXELS PER ROW
NAXIS2 =          576         / NUMBER OF ROWS
BSCALE =          1.000000    / REAL = TAPE * BSCALE + BZERO
BZERO =           0.000000    / DATA VALUE OFFSET
BUNIT = 'CCD COUNT IN ADU'    / UNITS OF BRIGHTNESS
BLANK =          -32768       / VALUE FOR VALUE-UNDEFINED PIXELS
OBJECT = 'BIAS 1'            / OBJECT NAME
DATA-TYP= 'BIAS'             / OBJECT/FLAT/COMP/DARK/BIAS/ETC.
SOURCE = 'DD00001'           / ORIGINAL FILE NAME
FILTER = '-'                 / FILTER NAME
BAND = '-'                   / OBSERVED WAVELENGTH BAND
WAVELEN =          -          / CENTER WAVELENGTH
GRATING = '-'                / GRATING USED
SLIT =           0.00         / SLIT WIDTH (ARCSEC)
POS-ANG =           0         / SLIT POSITION ANGLE
DISPAXIS=          -          / DISPERSION AXIS
OTIME =           0.0         / ACTUAL INTEGRATION TIME (SEC)
RA = '00:53:40'              / RIGHT ASCENSION
DEC = '+46:36:00'            / DECLINATION
JCH =          1991.1         / EPOCH OF RA AND DEC
DATE-OBS= '1991/02/05'        / DATE OF DATA ACQUISITION
JST-STRT= '16:28:09'          / JAPAN STANDARD TIME (OBS. START)
JST-END = '16:28:09'          / JAPAN STANDARD TIME (OBS. END)
ZD =           14.1          / ZENITH DISTANCE
UT = '07:28:09'              / UT (MID-EXPOSURE TIME)
JD =          2448292.75      / JULIAN DAY
ST = '01:31:45'              / LOCAL SIDERIAL TIME
SECZ =          1.031055      / AIRMASS (SEC Z)
IMG-SIZE=          2.0000     / IMAGE SIZE (ARCSEC)
SNG-RA0 = '00:00:00'          / SNG START POINT RIGHT ACSENSION
SNG-DEC0= '+00:00:00'          / SNG START POINT DECLINATION
SNG-DRA = '00:00:00'          / SNG RIGHT ACSENSION OFFSET (ARCSEC)
SNG-DDEC= '00:00:00'          / SNG DECLINATION OFFSET (ARCSEC)
CRVAL1 =           0.00       / REFERENCE POINT VALUE IN ARCSEC
CRPIX1 =          192.00      / REFERENCE POINT PIXEL LOCATION
CTYPE1 = 'ARCSEC'             / TYPE OF PHYSICAL COORD. ON AXIS1
CDEL1 =           1.00       / PIXEL SIZE ON AXIS1
CROT1 =           0.00       / CCW ROTATION
CRVAL2 =           0.00       / REFERENCE POINT VALUE IN ARCSEC
CRPIX2 =          288.00      / REFERENCE POINT PIXEL LOCATION
CTYPE2 = 'ARCSEC'             / TYPE OF PHYSICAL COORD. ON AXIS2
CDEL2 =           1.00       / PIXEL SIZE ON AXIS2
CROT2 =           0.00       / CCW ROTATION
SKY-MAG =          20.0000     / NOT YET DETERMINED
INSTRUME= 'OUDA CCD CAMERA'    / PHOTOMETRIC CC200 CAMERA SYSTEM
DETECTOR= 'THOMSON TH7882'     / CCD CHIP USED
BIN-FCT1=           1         / BINNING FACTOR ON AXIS1
BIN-FCT2=           1         / BINNING FACTOR ON AXIS2
CAM-TEMP= '-120.0'            / CCD TEMPERATURE (CENTIGRADE)
PBLX =           0           / NUMBER OF PREBLACK SUBPIXELS
PSIG =           0           / NUMBER OF PRESIGNAL SUBPIXELS
EPADU =           2.3         / ELECTRONS PER A.D.U.
READNOIS=          4.7        / CCD READOUT NOISE (ELECTRON UNIT)
TELESCOP= 'OUDA 60CM R-C'      / TELESCOPE NAME
TEL-LONG=          +135.570000 / LONGITUDE OF THE TELESCOPE
TEL-LATI=          +34.280000 / LATITUDE OF THE TELESCOPE
OBSERVER= 'yoshida'           / OBSERVER'S NAME/IDENTIFICATION
ORIGIN = 'OUDA ASTRONOMICAL STATION' / TAPE WRITING INSTITUTION
DATE = '1991/02/05'           / DATE WHEN DATA FILE WRITTEN
END

```

実装されているタスクの例を次に挙げる。

EXPOSURE

このタスクは、与えられた露出時間で CCD を露出し、データをハードディスクにセーブする。

メインメニューから、'EXPOSURE' を選択し、露出時間を設定すると、まず、CCD の残存電荷が読み出される。その後、熱雑音防止のため、CCD の素子上増幅器 (pre-amplifier) の電源を落し、低照度による転送効率劣化を改善するための一様光を CCD に照射して、シャッターを開き露出を開始する。露出中、観測者は任意に露出を中断・再開ができる。中断・再開はシャッターの開閉のみで行い、CCD は読み出さない。また、ソフトウェアが総露出時間=シャッター開放時間を管理しているため、途中の中断・再開でも総露出時間が変わることはない。こうした機能は、天候の一時悪化、例えば雲の到来などで一時露出を中断したい場合などに有効である。途中で露出を中止することもできる。この場合は、CCD は読み出される。

露出終了あるいは中止後、CCD は読み出され、データはデジタル化されて CC200 に転送され、ビデオモニタに表示される。観測者は、ビデオモニタ上でデータの簡単な計測や、表示諸調の変更など、データの質の確認ができる。それが終わり、取得したデータをセーブする場合には、データヘッダーに必要なパラメータ (例えば、天体名、観測波長など) の入力をする。データは前述のように FITS 形式でハードディスクにセーブされる。データのセーブが終了するとメインメニューに戻る。

FOCUS

このタスクは CCD カメラの合焦のためのものである。このタスクは、CCD のある一部分だけを観測者が設定した時間間隔、露出時間、回数で読み出す。観測者は望遠鏡を明るい星に向け、読み出し領域をその星の位置に設定した後、このタスクを起動する。必要な設定が終わると、次々に露出を行い、読み出していくので、露出と露出の間に少しずつカメラの焦点を変える。設定された回数露出が終了すると、CC200 のメモリ上ですべての露出データを結合し、ビデオモニタに表示する。つまり、異なるカメラ焦点での星の像がすべてモニタに表示されることになる。観測者は、モニタ上の星像の質から最適のカメラ焦点を割り出すことができる。

DARKS

CCD の暗電流 (熱雑音) データを取得する。CCD の暗電流は、前節で述べたように非常に低い、長時間露出では無視できないため、その補正のために暗電流データを取得する。暗電流データはカウントが低いため、十分な S/N を得ようとすれば、多数枚の長時間積分の暗電流デー

タを取得する必要がある。このタスクでは、任意の積分時間の暗電流データを任意の枚数だけ自動的に取得し、ハードディスクにセーブする。各々の暗電流データ取得直後に、複数枚のバイアスデータを取得・平均し、セーブする。

謝辞

発表論文の共著者である大谷浩博士には、共著者として発表論文の完成に多大な貢献をして頂きました。また、著者の指導教官として長年にわたり、後指導、御鞭撻賜りました。併せて、ここに深い感謝の意を表します。岡山天体物理観測所の所員の皆さんには観測の際に大変お世話になり、有り難うございました。特に、京都大学の CCD カメラ用のフィルターホルダーを作って頂いた岡田隆史さんに感謝致します。観測を手伝ってくれた小杉城治君にも感謝します。最後にお世話になりました宇宙物理学教室の皆様にも感謝いたします。

参考文献

- Antonucci, R.R.J., and Miller, J.S. 1985, *Astrophys. J.*, **297**, 621.
- Aoki, K. 1993, private communication.
- Arp, H. 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 70.
- Baldwin, J.A., Carswell, R.F., Wampler, E.J., Smith, H.E., Burbidge, E.M., and Boksenberg, A. 1980, *Astrophys. J.*, **236**, 388.
- Baldwin, J.A., Phillips, M.M., and Terlevich, R. 1981, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **93**, 5.
- Boksenberg, A., Shortridge, K., Allen, D.A., Fosbury, R.A.E., Penston, M.V., and Savage, A. 1975, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **173**, 381.
- Bosma, A., Ekers, R.D., and Lequeux, J. 1977, *Astrophys. J.*, **57**, 97.
- Bruhweiler, J.C., and Smith, A.M. 1988, *Astrophys. J.*, **327**, 664.
- Corbin, M.A., Baldwin, J.A., and Wilson, A.S. 1988, *Astrophys. J.*, **334**, 584.
- de Bruyn, A.G., and Sargent, W.L.W. 1978, *Astron. J.*, **83**, 1257.
- Edelson, R.A., Gear, W.K.P., Malkan, M.A., and Robson, E.I. 1988, *Nature*, **336**, 749.
- Elvis, M., Briel, U.G., and Henry, J.P. 1983, *Astrophys. J.*, **268**, 105.
- Ferland, G.J., and Mushotzky, R.F. 1982, *Astrophys. J.*, **262**, 504.
- Ferland, G.J., and Netzer, H. 1983, *Astrophys. J.*, **264**, 105.
- Fricke, K.J., and Reinhardt, M. 1974, *Astron. Astrophys.*, **37**, 349.
- Haniff, C.A., Wilson, A.S., and Ward, M.J. 1988, *Astrophys. J.*, **334**, 104.
- Heckman, T.M., and Balick, B. 1983, *Astrophys. J.*, **268**, 102.
- Hua, C.T. 1988, *Astron. Astrophys.*, **199**, 105.
- Ichikawa, S., Okamura, S., Watanabe, M., Hamabe, M., Aoki, T., and Kodaira, K. 1987, *Ann. Tokyo. Astr. Obs.*, 2nd Ser. **21**, 437.
- Kielkopf, K.J., Brashear, R., and Lattis, J. 1985, *Astrophys. J.*, **299**, 865.
- Kosugi, G. 1993, in preparation.
- Mediavella, E., Arrivas, S., and Rasilla, J.L. 1992, *Astrophys. J.*, **396**, 517.
- Miller, J.S., and Mathews, W.G. 1972, *Astrophys. J.*, **172**, 593.
- Miller, J.S., and Goodrich, R.W. 1990, *Astrophys. J.*, **355**, 456.
- Millar, J.S., Goodrich, R.W., and Mathews, W.G. 1991, *Astrophys. J.*, **378**, 47.
- Miyaji, T., Wilson, A.S., and Pérez-Fournon, I. 1992, *Astrophys. J.*, **385**, 137.

- Ohtani, H., Meaburn, J., Goudis, C., El-Bassuny, A., and Soliman, M. 1986, *Astrophys. Sp. Sci.*, **119**, 117.
- Ohtani, H., Uesugi, A., Tomita, Y., Yoshida, M., Kosugi, G., Noumaru, J., Araya, S., Ohta, K., and Mikayama, Y. 1992, *Memoirs of the Faculty of Science, Kyoto University, Series A of Physics, Astrophysics, Geophysics and Chemistry*, Vol. XXXVIII, No2, Article 4.
- Okamura, S. 1988, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **100**, 524.
- Oke, J.B. 1974, *Astrophys. J. Supple.*, **27**, 21.
- Osterbrock, D.E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebula and Active Galactic Nuclei* (Mill Valley; University Science Books).
- Padovani, P., and Rafanelli, P. 1988, *Astron. Astrophys.*, **205**, 53.
- Pedlar, A., Howley, P., Axon, D.J. and Unger, S.W. 1992, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **259**, 369.
- Penston, M.V., Boksenberg, A., Bromage, G.E., Clavel, J., Elvis, A., Gordhalekar, P.M., Jordan, C., Lind, J., Lindegren, L., Perda, G.C., Pettini, M., Snijders, M.A.J., Tanzi, E.G., Tarengi, M., and Ulrich, M.H. 1981, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **196**, 857.
- Penston, M.V., Robinson, A., Alloin, D., Appenzellar, I., Aretxaga, I., Axon, D.J., Baribaud, T., Barthel, P., Baum, S.A., Boisson, C., de Bruyn, A.G., Clavel, J., Colina, L., Dennefeld, M., Diaz, A., Dietrich, M., Durret, F., Dyson, J.E., Gondhalekar, P., van Groningen, E., Jablonka, P., Jackson, N., Kollatschny, W., Laurikainen, E., Lawrence, A., Masegosa, J., McHardy, I., Meurs, E.J.A., Miley, G., Moles, M., O'Brien, P., O'Dea, C., del Olmo, A., Pedlar, A., Perea, J., Pérez, E., Pérez-Fournon, I., Perry, J., Pilbratt, G., Rees, M., Robson, I., Rodriguez-Pascual, P., Rodriguez Espinosa, J.M., Santos-Lleo, M., Schilizzi, R., Stasinska, G., Stirpe, G.M., Tadhunter, C., Terlevich, R., Unger, S., Vila-Vilaro, V., Vilchez, J., Wagner, S.J., Ward, M.J., and Yates, G.J. 1990, *Astron. Astrophys.*, **236**, 53.
- Pérez, E., Gonzalez-Delgado, R.M., Tadhunter, C., and Tsvetanov, Z. 1989, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **241**, 31P.
- Pérez-Fournon, I., and Wilson, A.S. 1990, *Astrophys. J.*, **356**, 456.
- Pogge, R.W. 1988a, *Astrophys. J.*, **328**, 519.

- Pogge, R.W. 1988b, *Astrophys. J.*, **332**, 702.
- Pogge, R.W. 1989, *Astron. J.*, **98**, 124.
- Roberts, W.R., Huntley, J.M. and van Albada, G.D. 1979, *Astrophys. J.*, **233**, 67.
- Robinson, A., Binette, L., Fosbury, R.A.E., and Tadhunter, C.N. 1987, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **227**, 97.
- Rothschild, R.E., Mushotzky, R.F., Baity, W.A., Gruber, D.E., Matteson, J.L., and Peterson, L.E. 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 423.
- Sanders, R.H. and Tubbs, A.D. 1980, *Astrophys. J.*, **235**, 803.
- Schulz, H. 1985, *Astron. Astrophys.*, **143**, 29.
- Schulz, H. 1988, *Astron. Astrophys.*, **203**, 233.
- Schulz, H. 1990, *Astron. J.*, **99**, 1442.
- Seyfert, C.K. 1943, *Astrophys. J.*, **97**, 28.
- Shlosman, I., Begelman, M.C., and Frank, J. 1990, *Nature*, **345**, 679.
- Shull, J.M., and McKee, C.J. 1979, *Astrophys. J.*, **227**, 131.
- Simkin, S.M. 1975, *Astrophys. J.*, **200**, 567.
- Simkin, S.M., Su, H.J., and Schwarz, M.P. 1980, *Astrophys. J.*, **237**, 404.
- Spitzer, L.Jr. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley).
- Stasińska, G. 1984, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **55**, 15.
- Teuben, P.J., Sanders, R.H., Atherton, P.D. and van Albada, G.D. 1986, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **221**, 1.
- Ulrich, M.-H., Boksenberg, A., Bromage, G.E., Clavel, J., Elvius, A., Penston, M.V., Perola, G.C., and Snijders, M.A.J. 1991, *Astrophys. J.*, **382**, 483.
- Wada, K., and Habe, A. 1992, submitted to *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*
- Wilson, A.S., Baldwin, J.A., and Ulvestad, J.S. 1985, *Astrophys. J.*, **291**, 627.
- Wilson, A.S., Ward, M.J., and Haniff, C.A. 1988, *Astrophys. J.*, **334**, 121.
- Wilson, A.S. 1992, in *Physics of Active Galactic Nuclei*, ed. S.J. Wagner and W.J. Duschl (Berlin: Springer-Verlag).
- Wu, C.-C., Bogges, A., and Gull, T.R. 1983, *Astrophys. J.*, **266**, 28.
- Yee, H.K.C. 1980, *Astrophys. J.*, **241**, 894.